

Untersuchung
von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen bei der
Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p\gamma)^{25}\text{Mg}$

von
Friedrich Vogler
aus
Kronach/Ofr.

1972

1973 Nr 76

Untersuchung
von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen bei der
Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p\gamma)^{25}\text{Mg}$

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Friedrich Vogler

aus

Kronach/Ofr.

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg



Tag der mündlichen Prüfung:	29. November 1972
Dekan:	Prof. Dr. W. Heumann
1. Berichterstatter:	Priv.-Doz. Dr. A. Hofmann
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. J. Christiansen

Inhaltsverzeichnis

Seite

Zusammenfassung	1
I. Einleitung	2
II. Experiment	5
1. Allgemeine Überlegungen	5
2. Strahlführung und Reaktionskammer	5
3. Detektoren	7
4. Elektronik	8
5. Auswertung	12
6. Absolutmessung des doppelt-differen- tiellen Wirkungsquerschnitts	15
III. Theoretische Grundlagen	21
IV. Ergebnisse und Diskussion	26
1. DWBA-Analysen	29
$l = 0$ -Übergänge	33
$l = 1$ -Übergang	36
$l = 2$ -Übergänge	38
2. CCBA-Analysen der $l = 4$ -Übergänge	46
Anhang	53
Literaturverzeichnis	59



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546317_0087

Zusammenfassung

Am Erlanger Tandembeschleuniger wurde die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p\gamma)^{25}\text{Mg}$ bei einer Einschußenergie von 10 MeV untersucht. Zur Spektroskopie der Protonen wurde eine Mehrdetektoranordnung von 8 Siliziumoberflächensperrschichtdetektoren verwendet. Mit Hilfe eines Ge(Li)-Detektors wurden Teilchen- γ -Koinzidenzmessungen durchgeführt. Für Stellungen des Ge(Li)-Detektors in bzw. außerhalb der Reaktionsebene wurden die Teilchenwinkelverteilungen des absoluten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts im Winkelbereich von 30° bis 150° gemessen. Dabei wurde ein Anregungsenergiebereich in ^{25}Mg bis etwa 3,5 MeV erfaßt.

Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden mit DWBA-Rechnungen verglichen. Es ergab sich, daß Übergänge, die zu einem Bahndrehimpulsübertrag $\ell_n = 0$ oder 1 gehören, gut mit der DWBA-Näherung beschrieben werden können. Im Gegensatz zu den Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes lassen sich die Winkelkorrelationen der $\ell_n = 2$ -Übergänge weniger gut durch DWBA-Rechnungen wiedergeben.

Die $\ell_n = 4$ -Übergänge wurden mit der Methode der gekoppelten Kanäle (CCBA) analysiert. Die gute Übereinstimmung mit dem Experiment läßt darauf schließen, daß bei diesen Übergängen Mehrstufenprozesse eine dominierende Rolle spielen.

Potentialmehrdeutigkeiten, die bei DWBA-Analysen der differentiellen Wirkungsquerschnitte auftreten, konnten durch die Analysen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht eingeschränkt werden.

I. Einleitung

Messungen von Winkelkorrelationen haben häufig zum Ziel, Spin und Parität angeregter Kernniveaus und Mischungsverhältnisse der emittierten γ -Strahlung zu bestimmen. Dazu werden neben γ - γ -Koinzidenzmessungen vor allem auch Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessungen in der sogenannten "Ferguson-Litherland II"-Geometrie ¹⁾ durchgeführt. Bei der Ferguson-Litherland II-Methode steht der Detektor zum Nachweis der emittierten Teilchen unter 0° oder 180° zum eintreffenden Teilchenstrahl. Auf diese Weise wird bei einer Koinzidenzmessung mit dem γ -Detektor nur die $m = 0$ -Komponente des Bahndrehimpulses der bei der Reaktion beteiligten Teilchen ausgewählt. Dadurch ergeben sich charakteristische Formen der Winkelkorrelationsfunktion, aus denen verhältnismäßig einfach auf Spin und Parität der untersuchten Kernniveaus geschlossen werden kann. Der Reaktionsmechanismus geht aus der Form der Winkelkorrelation nicht hervor. Verläßt man die Ferguson-Litherland II-Geometrie, so sind über Eigenschaften der γ -Strahlung hinaus Aussagen über den Mechanismus der Kernreaktion möglich. Da in die Korrelation gemischte Terme von Übergangsmatrixelementen der magnetischen Unterzustände eingehen, sind Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessungen im allgemeinen sensitiver auf den Reaktionsmechanismus als Messungen der Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Allerdings sind für Stellungen des Teilchendetektors außerhalb der Strahlrichtung zur Analyse der Daten im allgemeinen sehr umfangreiche Rechenprogramme notwendig. Außerdem ergibt sich eine wesentliche Erschwerung des Experiments dadurch, daß die verwendbaren Raumwinkel der Teilchendetektoren kleiner sein müssen als bei Messungen in der Ferguson-Litherland II-Geometrie, damit die Strukturen im Teilchenwirkungsquerschnitt sich nicht herausmitteln. Deshalb liegen bisher verhältnismäßig wenige Untersuchungen über den Kernreaktionsmechanismus mit Hilfe von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen vor. Die Mehrzahl der bisherigen Untersuchungen befaßt sich mit der Analyse von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen der inelastischen Streuung.

Von den wenigen px -Korrelationsarbeiten bei Einteilchentransferreaktionen beschränkten sich die meisten auf Übergänge mit Bahndrehimpulsübertrag $l_n = 0$ oder 1, da in diesem Fall die theoretische Deutung der Ergebnisse noch relativ einfach ist und umfangreiche Computerrechnungen vermieden werden. Die Untersuchungen ergaben bisher jedoch nur, daß die Distorted Wave Born Approximation (DWBA) besser mit dem Experiment übereinstimmt als die Plane Wave Born Approximation (PWBA) ²⁾. Einige Autoren konnten unter der Annahme der Gültigkeit der DWBA statistische Tensoren ermitteln. Die am ausführlichsten untersuchten $l_n = 2$ -Teilchen- γ -Korrelationen sind die (d,p) -Übergänge zum ersten und zweiten angeregten Zustand bei der Reaktion $^{28}\text{Si}(d,px)^{29}\text{Si}$ ^{3,4)}. Allerdings wurde in diesen Arbeiten mit einem Teilchendetektor unter einem festen Winkel und einem NaJ- γ -Detektor die Korrelation in Abhängigkeit vom γ -Winkel gemessen. Zur Untersuchung des Reaktionsmechanismus erscheint es zweckmäßiger, bei festgehaltenem γ -Detektor die Korrelation in Abhängigkeit vom Teilchenwinkel zu messen, da die in der Winkelkorrelationsfunktion enthaltenen statistischen Tensoren stark vom Teilchenwinkel abhängen.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Teilchenwinkelverteilung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma}$ der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,px)^{25}\text{Mg}$ für Stellungen des γ -Detektors in bzw. außerhalb der Reaktionsebene absolut zu messen. Ein Vergleich der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Vorhersagen von Reaktionstheorien kann - empfindlicher als der differentielle Wirkungsquerschnitt - Auskunft über die Art des Reaktionsmechanismus geben. Außerdem wurde untersucht, ob verschiedene Sätze von Potentialparametern, die in DWBA die (d,p) -Winkelverteilung gleich gut beschreiben, unterschiedliche Übereinstimmung mit den experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten ergeben.

Die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,px)^{25}\text{Mg}$ wurde für die vorliegende Arbeit gewählt, weil eine Anzahl von Analysen der (d,p) -Reaktion im Tandemenergiebereich vorliegt ⁵⁻¹¹⁾ und außerdem die zur Diskussion der

Korrelation erforderlichen charakteristischen Größen der γ -Strahlung durch $^{25}\text{Mg}(p, \gamma) ^{25}\text{Mg}$ -Messungen ¹²⁾ relativ genau gemessen sind. Darüber hinaus ist es bei der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, \gamma) ^{25}\text{Mg}$ möglich, gleichzeitig (d,p)-Übergänge mit unterschiedlichem Bahndrehimpulsübertrag $\ell_n = 0, 1, 2$ und 4 zu untersuchen. Besonders die Übergänge mit großem Bahndrehimpulsübertrag sind für neuere Berechnungen mit Hilfe der Methode der gekoppelten Kanäle (Coupled Channel Born Approximation = CCBA) von großem Interesse.

II. Experiment

1. Allgemeine Überlegungen

Bei den meisten Korrelationsexperimenten werden NaJ-Detektoren wegen ihrer großen Nachweiswahrscheinlichkeit zur Spektroskopie der γ -Strahlung verwendet. Dies ist naheliegend, wenn die untersuchten angeregten Niveaus energetisch relativ weit voneinander entfernt sind, wie z.B. bei der inelastischen Streuung an gg-Kernen im Massenbereich $A \lesssim 40$. Die Messung von $(d, p\gamma)$ -Korrelationen an gg-Kernen erfordert wegen der komplizierteren Termschemata der gu-Endkerne bessere Energieauflösung. Daher wurde beim vorliegenden Experiment von vornherein auf die Verwendung eines NaJ-Detektors verzichtet und zum Nachweis der γ -Strahlung ein hochauflösender Ge(Li)-Detektor eingesetzt. Koinzidenzexperimente mit einem Ge(Li)-Detektor erfordern wegen der relativ kleinen Nachweiswahrscheinlichkeit solcher Detektoren meist sehr lange Meßzeiten. Deshalb ist es zweckmäßig, mit möglichst vielen Teilchendetektoren zu messen. Die gleichzeitige Messung unter verschiedenen Teilchenwinkeln ergibt außerdem eine größere Relativgenauigkeit der Daten.

Das Zeitverhalten von Impulsen aus Halbleiterdetektoren wurde in einer Reihe vorhergehender Arbeiten ¹³⁾ mit verschiedenen Methoden der Abnahme von Zeitsignalen untersucht, um möglichst kleine Koinzidenzauflösezeiten zu erzielen. Die Koinzidenzauflösezeit muß wegen der großen Einzelzählraten möglichst klein sein, um nicht zu viele zufällige Koinzidenzereignisse zu registrieren. Aus diesem Grund ist die Belastung des γ -Detektors durch Untergrundstrahlung von Störreaktionen in der Reaktionskammer bzw. am Strahlblendensystem so weit wie möglich zu reduzieren.

2. Strahlführung und Reaktionskammer

Die Messungen wurden mit dem Deuteronenstrahl des Erlanger Tandembeschleunigers bei einer Einschußenergie von 10 MeV durchgeführt.

Fig. 1 zeigt schematisch die Strahlführung.

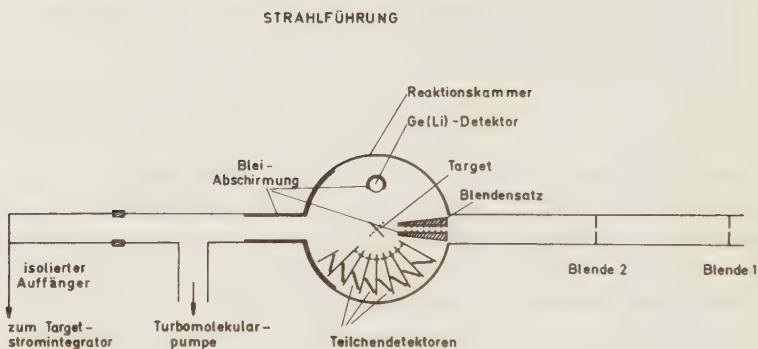


Fig. 1 Aufbau des Experiments

Nach dem Durchgang durch einen Analysier- und einem Ulenkmagneten wurde der Strahl mit Hilfe einer Quadrupollinse durch die Blenden B_1 und B_2 hindurch auf den Ort des Targets fokussiert. Am Eingang der Reaktionskammer befand sich ein Lochblendensystem B_3 (Material Tantal) bestehend aus 8 Blenden im Abstand von jeweils ca. 1 cm, deren Öffnungsweite von 3 mm bis 5 mm in Richtung des Targets zunahm. Auf diese Weise wurde Blendenstreuung weitgehend unterdrückt. Eine zum Target hin konisch zulaufende Bleiabschirmung der Blenden diente ebenso wie eine Bleiauskleidung der Reaktionskammer und eines Teils des nachfolgenden Strahlrohrs zur Reduktion von Untergrundstrahlung. Während des Experiments wurde an mehreren Blenden der auftreffende Teilchenstrom gemessen. Die Messung wurde unterbrochen, wenn der auf

die Blenden auftreffende Teilchenstrom vorgegebene Grenzwerte überschritt. Nach erneuter Fokussierung des Teilchenstrahls wurde die Messung fortgesetzt.

Das Target mit einer Flächenbelegung von 4 mg/cm^2 bestand aus einer isotonenangereicherten Folie von ^{24}Mg (Reinheit $> 99,84 \%$) die auf einem Targeträhmchen aus Tantal befestigt war. An die Stelle des Targets konnte außerdem ein Quarz sowie ein Leerrähmchen zur Kontrolle der Strahlqualität gebracht werden.

Die relativ groß gewählte Targetdicke ermöglichte einmal die Durchführung der Koinzidenzmessungen in einer annehmbaren Meßzeit. Zum andern sollte die im Target erfolgende Mittelung der Deuteronenenergie ($\Delta E \approx 150 \text{ keV}$) den Einfluß von statistischen Fluktuationen des Wirkungsquerschnitts beseitigen.

Die Reaktionskammer ist in ¹⁴⁾ ausführlich beschrieben. Für das vorliegende Experiment wurde der Kammerdeckel mit zwei dünnwandigen zylindrischen Einsätzen aus Aluminium versehen, die es erlaubten, den γ -Detektor in die Reaktionsebene bzw. senkrecht über das Target zu setzen. Die Einsätze waren zur Reduzierung der Untergrundstrahlung auf der dem Target abgewandten Seite mit Blei verkleidet.

Nach dem Ausgang der Reaktionskammer folgte eine Turbomolekularpumpe, die ein öldampffreies Vakuum von einigen 10^{-6} T lieferte.

Der Deuteronenstrahl wurde im Abstand von ca. 3,50 m vom Target in einem Tantalauffänger gestoppt. Die auf den Auffänger auftreffende Gesamtladung wurde mit Hilfe eines Stromintegrators bestimmt.

3. Detektoren

Die Oberflächensperrschichtdetektoren zum Nachweis der Teilchen wurden im Zählerlabor des Physikalischen Instituts hergestellt. Sie bestanden aus n-leitendem Silizium mit einem spezifischen Widerstand von ca. $32 \text{ k}\Omega\text{cm}$. Die Detektoren waren kreisförmig mit einem Durchmesser von 16 mm und besaßen eine Sperrschichttiefe von

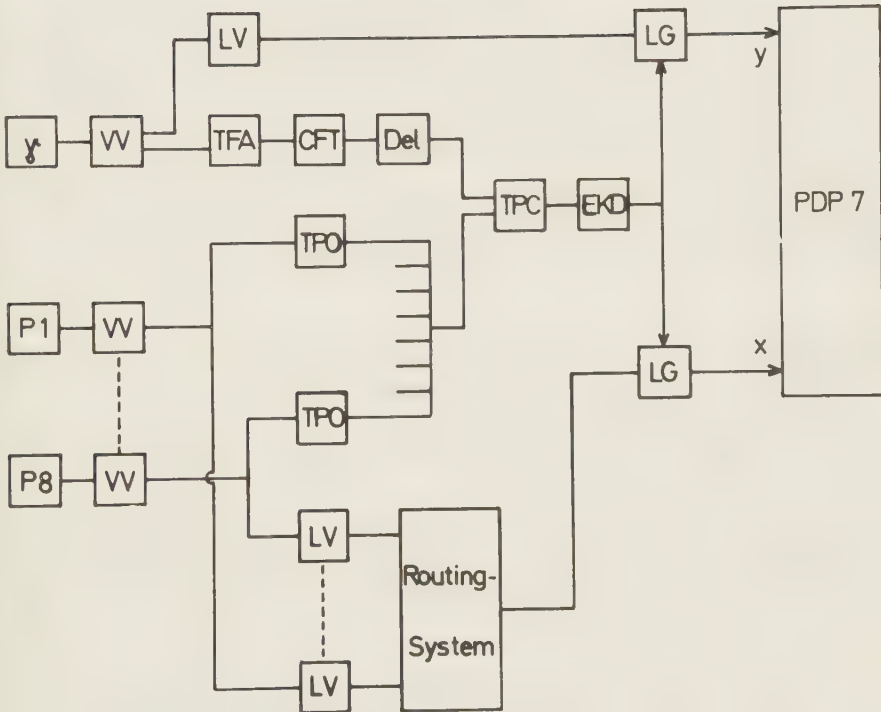
+) AERE, Harwell

etwa $1800\mu\text{m}$. Sie waren unter Winkeln von 30° bis 150° zum Deuteronenstrahl in 10° -Abständen in Sektoren eines Aluminiumgehäuses eingebaut, das in die Reaktionskammer eingesetzt wurde. Vor den Sektoren der Detektoren befanden sich in einem Abstand von 15 cm zum Target schlitzförmige Blenden. Die Größe der Blenden ergab sich aus der Forderung nach maximaler Zählrate bei erträglicher Zählerbelastung durch elastisch gestreute Deuteronen. Dies führte bei Vorwärtswinkeln zu Blenden von 3 mm Breite und 10 mm Höhe und bei Rückwärtswinkeln von 4 mm Breite und 10 mm Höhe. Die durch die Blendenöffnung und die Targetdicke bedingte Energieauflösung betrug ca. 150 keV (FWHM). Eine Identifikation der bei Beschuss von ^{24}Mg mit Deuteronen entstehenden Reaktionsprodukte war wegen des Q-Werts der (d,p)-Reaktion von 5,11 MeV nicht erforderlich.

Der Ge(Li)-Detektor (Firma Siemens) zum Nachweis der γ -Strahlung befand sich in einer Detektorkammer aus dünnwandigem Aluminium, die am unteren Ende eines 25 l-Vorratsgefäßes für flüssigen Stickstoff montiert war. Sein aktives Volumen betrug etwa 45 cm^3 . Die Energieauflösung für die 1,337 MeV-Linie von ^{60}Co war 4 keV.

4. Elektronik

Ein Blockschaltbild der verwendeten elektronischen Meßanordnung ist in Fig. 2 dargestellt.



VV Vorverstärker
 LV Hauptverstärker
 CFT Constant-Fraction-of-Pulse-Height-Trigger
 TPO Schneller, zeitbestimmender Diskriminator
 Del Verzögerungsleitung
 TPC Zeit-Amplituden-Konverter
 EKD Einkanaldiskriminator
 LG Lineare Torstufe

Fig. 2 Blockschaltbild der Elektronik

Es wurde jeweils mit 8 Teilchendetektoren $P_1 - P_8$ gleichzeitig gemessen. Die Signale aus den ladungsempfindlichen Vorverstärkern wurden verzweigt. Schnelle zeitbestimmende Schwellendiskriminatoren (Firma Friesseke & Hoepfner) mit einer Schwelle von 3 mV ($\hat{=}$ 125 keV bei einer Maximalenergie der Teilchen von ca. 15 MeV) lieferten das Zeitsignal mit Hilfe der Anstiegsflanken - oder "leading edge"-Methode.

Impulsformende Hauptverstärker mit Basislinienhalterung zur Verarbeitung hoher Zählraten lieferten das Energiesignal.

Zeitsignale

Das Zeitsignal aus den Teilchendetektoren erhält man bei der Anstiegsflankenmethode zu dem Zeitpunkt, in dem der Impuls eine vorgegebene Schwelle überschreitet. Die mit diesem Verfahren erreichbare zeitliche Auflösung ist umso schärfer, je niedriger die gewählte Diskriminatorschwelle ist. Die Anstiegsflankenmethode liefert eine schärfere Bestimmung der Lage der Zeitsignale als die früher häufig verwendete Nulldurchgangsmethode, seit Diskriminatoren mit mV-Schwellen erhältlich sind. ¹⁶⁾

Im γ -Zweig wurden die Signale des Vorverstärkers (Canberra Ind.) mit zwei Ausgängen für Zeit- und Energiesignal verwendet. Die Zeitsignale wurden mit Hilfe eines schnellen Filterverstärkers (ORTEC 454) mit einer Zeitkonstante von 200 ns differenziert und auf einen Constant-Fraction-of-Pulse-Height-Trigger ¹⁷⁾ gegeben. Bei der "Constant-Fraction"-Methode wird der Impuls auf einen bestimmten Bruchteil abgeschwächt und der abgeschwächte Impuls mit dem ursprünglichen, um die Zeit τ verzögerten und invertierten Impuls überlagert. Das Zeitsignal erhält man beim Nulldurchgang des auf diese Weise entstandenen Summenimpulses. Die Abnahme von Zeitsignalen mit Hilfe der Constant-Fraction-Methode ist besonders bei Ge(Li)-Detektoren von Vorteil, da gedriftete Halbleiterdetektoren wegen der relativ geringen und konstanten Feldstärke im Detektor erheblich größere Impulsanstiegszeiten besitzen als Oberflächen-sperrschichtdetektoren. Untersuchungen über die Abnahme von Zeit-

signalen bei gedrifteten Detektoren ergaben, daß die Constant-Fraction-Methode über einen großen Impulshöhenbereich der Detektor-Signale den übrigen Verfahren überlegen ist ¹⁸⁾. Wählt man bei der Constant-Fraction-Methode die Verzögerungszeit kleiner als die Anstiegszeit der Impulse, so erreicht man, daß Unterschiede in der Lage der Zeitsignale, die durch Impulse verschiedener Höhe und unterschiedlicher Anstiegszeit hervorgerufen werden, kompensiert werden. Im vorliegenden Experiment betrug die Verzögerungszeit τ (40 ns) etwa die Hälfte der Impulsanstiegszeit (90 ns).

Die Zeitsignale aus den Teilchendetektoren wurden über eine Mischstufe zusammengeführt und auf den Starteingang eines Zeit-Amplituden-Konverters TPC (ORTEC 437 A) gegeben. Als Stoppsignale für den TPC dienten die Zeitsignale des Ge(Li)-Detektors aus dem Constant-Fraction-Trigger, die um eine feste Zeit verzögert wurden.

Im TPC-Spektrum, das auf diese Weise entsteht, zeigen sich die koinzidenten Ereignisse in Form einer Linie. Diese wird mit Hilfe eines Einkanaldiskriminatorfensters "herausgeblendet". Dabei ist es wichtig, daß das Fenster die volle Fußbreite der Linie des TPC-Spektrums überdeckt, da sonst Koinzidenzverluste auftreten. Eine Untersuchung mit zweidimensionaler Analyse von Zeit- und Energiesignalen ¹³⁾ ergab nämlich, daß die Lage der Ereignisse innerhalb der TPC-Linie stark von der Form der jeweiligen koinzidenten Einzelimpulse abhängt. Die Fußbreite der Koinzidenzlinie zwischen γ -Detektor und den 8 Teilchendetektoren betrug im vorliegenden Experiment etwa 40 ns.

Energiesignale

Die Ausgangssignale des Einkanaldiskriminators dienten dazu, lineare Torstufen aufzusteuern, auf die die geeignet geformten und verzögerten Impulse der Hauptverstärker für die Energiesignale gegeben wurden. Die Energiesignale der Teilchendetektoren wurden über ein Routingsystem zusammengeführt. Aus den Ausgangssignalen

des Routingsystems wurde der interessierende Protonenenergiebereich von etwa 10,5 MeV bis 15 MeV mit Hilfe eines Fensterverstärkers herausgeblendet (dies entspricht einem betrachteten Anregungsenergiebereich in ^{25}Mg bis zu etwa 3,5 MeV). Die Ausgangsimpulse des Fensterverstärkers wurden durch einen Pulse-Stretcher geformt und auf den X-Eingang des Doppel ADC¹ Nuclear Data gegeben; die Energiesignale des γ -Detektors wurden auf den Y-Eingang des Doppel ADC's gegeben.

Die Aufnahme der Daten erfolgte mit Hilfe des Programms COMBI-DUAL¹⁹⁾ zur zweidimensionalen Analyse an einer Rechenanlage PDP 7. Die Daten wurden in eine Matrix von 4096 Kanälen auf der X-Seite und 1024 Kanälen auf der Y-Seite eingezählt. Das Einzählen der Daten erfolgte ereignisweise mit anschließender Pufferspeicherung. Die Daten wurden dann blockweise auf Magnetbändern abgespeichert und nach Beendigung der Messung durch Herstellen von Projektionen ausgewertet.

5. Auswertung

Die Auswertung der Meßergebnisse konnte nicht on-line erfolgen, da alle Speicherplätze der Rechenanlage durch das Datenaufnahmeprogramm belegt waren. Mit dem Auswerteprogramm PCV des Hauptprogramms COMBI DUAL wurde aus den Koinzidenzereignissen zunächst eine Datenmatrix hergestellt (Fig. 3). Die Datenmatrix besteht aus 8 Untermatrizen entsprechend den 8 Teilchendetektoren. Das Auswerteprogramm erlaubt es, Marken auf einer Achse zu setzen und die zwischen solchen Marken liegenden Koinzidenzereignisse durch Abfragen der Datenbänder auf die andere Achse zu projizieren. Fig. 4 zeigt ein mit dem gesamten γ -Spektrum koinzidentes Teilchenspektrum, das durch Projektion der gesamten Datenmatrix auf den betreffenden Teil der X-Achse erhalten wurde. Darüber ist das Niveauschema von ^{25}Mg bis 3.400 MeV dargestellt. Man erkennt in Fig. 4 auch die Teilchenlinie, die dem Grundzustandsübergang $^{24}\text{Mg}(d,p_0)^{25}\text{Mg}$ entspricht. Sie wurde mit Absicht nicht

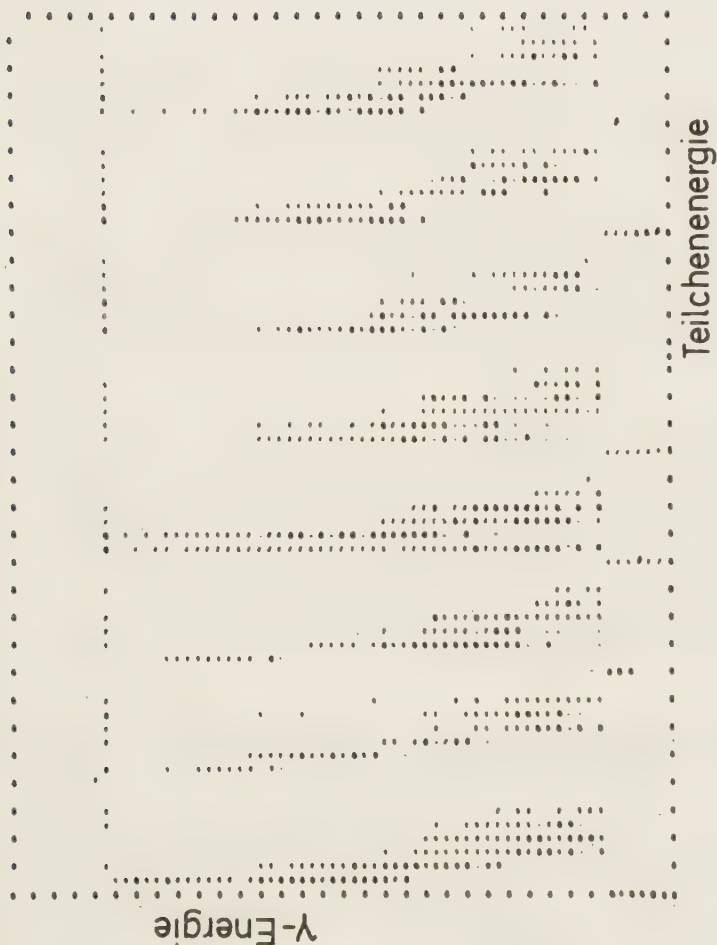


Fig. 3 Zweidimensionale Datenmatrix einer $^{24}\text{Mg}(d,p\gamma)^{25}\text{Mg}$ -Koinzidenzmessung mit 8 Teilchendetektoren und einem γ -Detektor

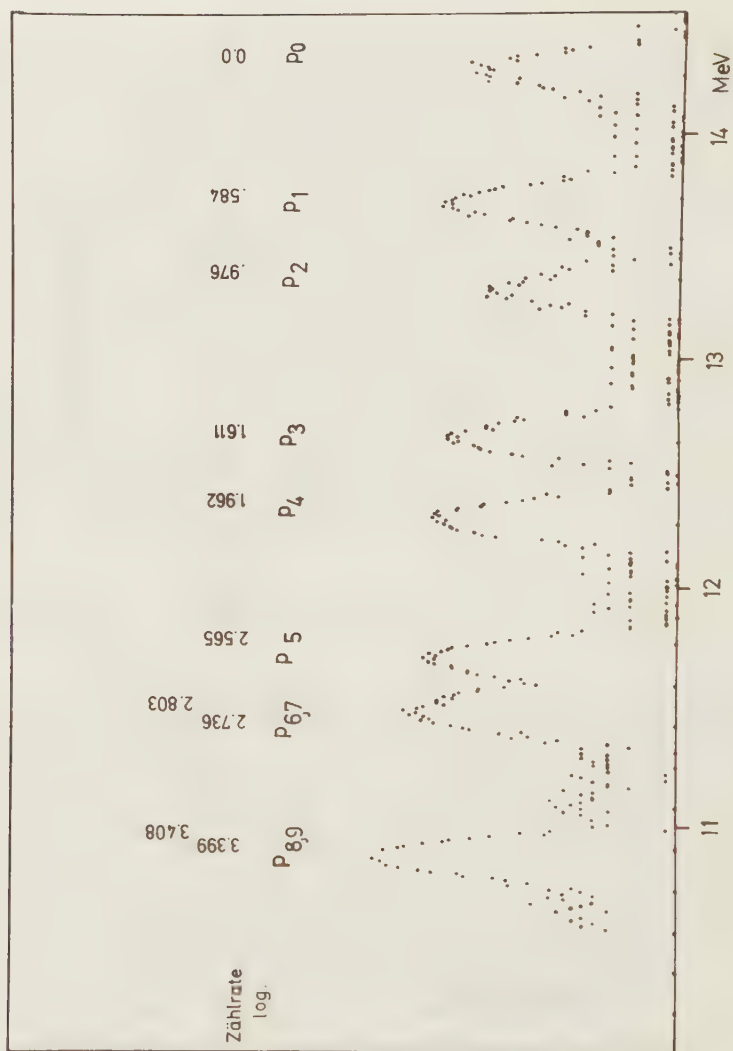


Fig. 4 Teilchenspektrum, koinzident mit dem
gesamten γ -Spektrum ($E_d = 10,0$ MeV und
 $\Theta_p = 40^\circ$)

elektronisch unterdrückt, um ein Maß für die zufälligen Koinzidenzen zu haben.

Ein mit allen 8 Teilchenspektren koinzidentes γ -Spektrum, das durch Projektion der Datenmatrix auf die Y-Achse erhalten wurde, ist in Fig. 5 abgebildet. γ -Energien unterhalb von 550 keV wurden durch eine Schwelle unterdrückt, um höhere γ -Zählraten verarbeiten zu können.

Zur Auswertung der Koinzidenzmessungen wurde zunächst eine Teilchenlinie eines Detektors durch Marken eingegrenzt, die am Bildschirm der Rechenanlage mit dem "Lichtgriffel" gesetzt werden können. Die zwischen diesen Marken liegenden Koinzidenzereignisse wurden durch "Abfragen" sämtlicher Datenbänder der jeweiligen Messung mit Hilfe des Auswerteprogramms auf die Y-Achse (γ -Achse) projiziert.

Für jede Stellung des γ -Detektors und 8 Teilchenwinkel mußten bei je 9 interessierenden Teilchenlinien demnach 72 solcher Projektionen hergestellt werden. Die Zählrate unter der Photolinie des sich daraus ergebenden γ -Spektrums wurde durch Integration mit Subtraktion eines linear interpolierten Untergrunds ermittelt. Die totale γ -Intensität ergab sich unter Berücksichtigung der experimentell bestimmten Photonachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors (vgl. Fig. 6).

6. Absolutmessung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts

Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion

$^{24}\text{Mg}(d,p\gamma)^{25}\text{Mg}$ wurden unter zwei Stellungen des γ -Detektors - einmal in, das andere Mal senkrecht zur Reaktionsebene jeweils unter 90° zum Deuteronenstrahl - absolut gemessen.

Eine Messung dauerte bei Stromstärken des Deuteronenstrahls von 5 - 7 nA etwa 36 Stunden. Die Koinzidenzzählrate im $\text{Ge(Li)}-\gamma$ -Detektor und in den 8 Teilchendetektoren betrug etwa 3 Ereignisse pro sec.

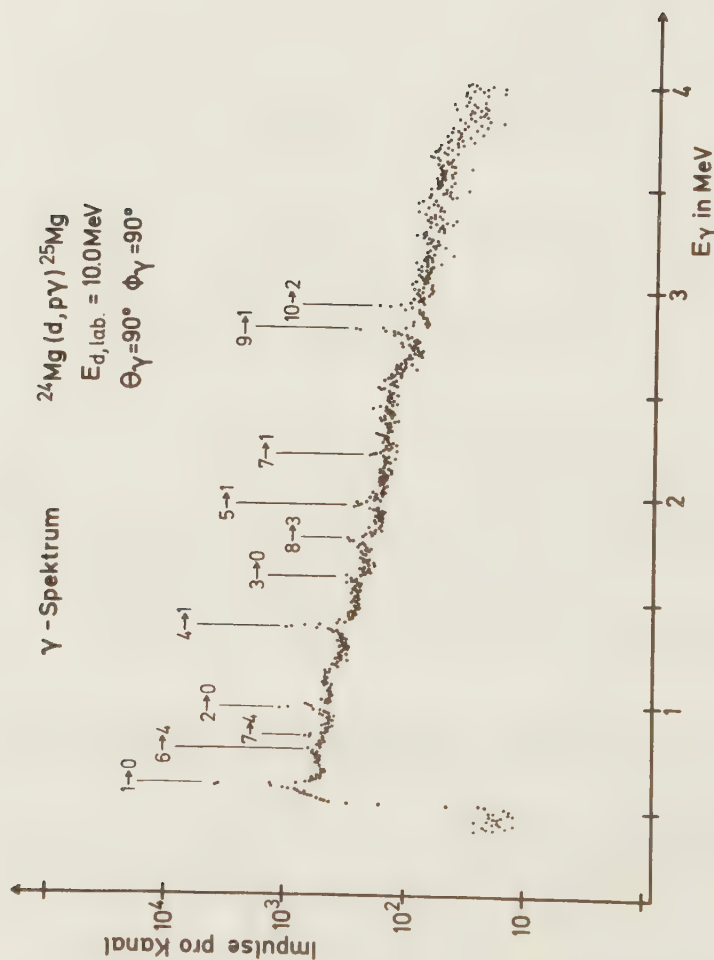


Fig. 5 Koinzidentes γ -Spektrum der
 Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p\gamma)^{25}\text{Mg}$

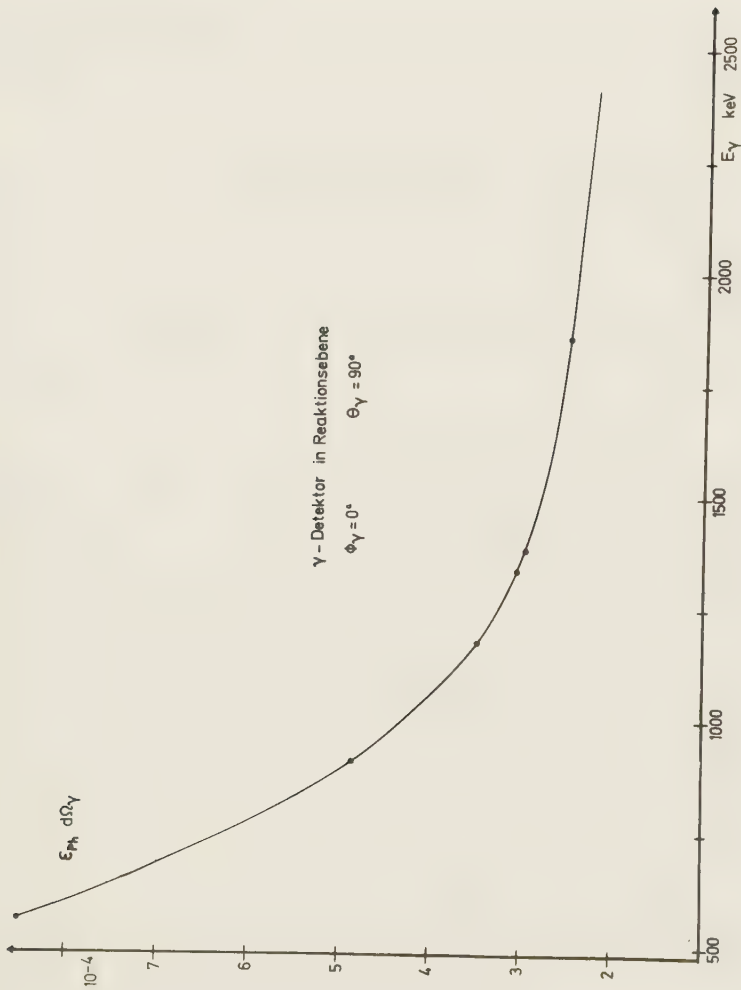


Fig. 6 Experimentelle absolute Photonachweis-
 wahrscheinlichkeit $\epsilon_{Ph} \cdot d\Omega_\gamma$ des
 Ge(Li)-Detektors

Die experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte ergaben sich aus der koinzidenten Zählrate der Photolinie im γ -Spektrum durch

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \frac{N_{\text{Koi}}}{j \cdot N_F \cdot d\Omega_p \cdot \epsilon_{\text{ph}} \cdot d\Omega_\gamma}$$

Dabei ist

N_{Koi}	Anzahl der Koinzidenzereignisse unter der Photolinie
j	Anzahl der eintreffenden Teilchen
N_F	Flächendichte des Targets
$d\Omega_p$	Raumwinkel des Teilchendetektors
ϵ_{ph}	Photonachweiswahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors
$d\Omega_\gamma$	Raumwinkel des Ge(Li)-Detektors

Die Anzahl j der eintreffenden Teilchen wurde durch Auffangen des Deuteronenstrahls am Ende des Strahlrohrs mit Hilfe eines Stromintegrators ¹⁵⁾ mit einer Genauigkeit von ca. 3 % gemessen. Die Auffächerung des Strahls durch das Target wurde berücksichtigt.

Die Flächendichte N_F des Targets konnte durch Wägung zu $4 \pm 0,05 \text{ mg/cm}^2$ bestimmt werden.

Die Teilchendetektoren erfaßten mit Ausnahme der Detektoren unter Vorwärtswinkeln einen Raumwinkel von $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ ster}$.

Wegen der größeren Genauigkeit wurden ϵ_{ph} und $d\Omega_\gamma$ nicht getrennt, sondern als Produkt $\epsilon_{\text{ph}} \cdot d\Omega_\gamma$ bestimmt. Unmittelbar nach Beendigung jeder Messung wurde $\epsilon_{\text{ph}} \cdot d\Omega_\gamma$ bei unveränderter Meßanordnung mit Hilfe von Eichpräparaten ^{†)} bekannter Quellstärke gemessen, die an die Stelle des Targets gebracht wurden. Auf diese Weise wurde die Ab-

^{†)} IAEA, Wien

sorption der γ -Strahlung in den Wänden der γ -Detektorkammer und der Reaktionskammer mit berücksichtigt. In Fig. 6 ist die gemessene Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{ph} \cdot d\Omega_{\gamma}$ als Funktion der γ -Energie aufgetragen.

Die Fehler der gemessenen absoluten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte betrugen in günstigen Fällen (großer (d,p)-Wirkungsquerschnitt, Verzweigungsverhältnis des γ -Übergangs nahe bei 100 %) etwa 5 %, in ungünstigen Fällen (kleiner (d,p)-Wirkungsquerschnitt, mehrfach verzweigter γ -Übergang) bis zu 30 %. Sie rühren von Unsicherheiten bei der Integration und dem statistischen Fehler der Zählrate unter der Photolinie des koinzidenten γ -Spektrums her.

Die "Verschmierung" der Winkelkorrelationsfunktion infolge des endlichen Öffnungswinkels des γ -Detektors wurde bei der Analyse berücksichtigt. Im vorliegenden Experiment waren die dadurch erforderlichen Korrekturen sehr klein. Fig. 7 zeigt als Beispiel die berechnete Winkelkorrelationsfunktion für die (d,p)-Reaktion zum 9. angeregten Zustand in ^{25}Mg mit γ -Zerfall zum 1. angeregten Zustand für den im Experiment verwendeten Raumwinkel von $9,5 \cdot 10^{-2}$ ster sowie für punktförmigen Detektor.

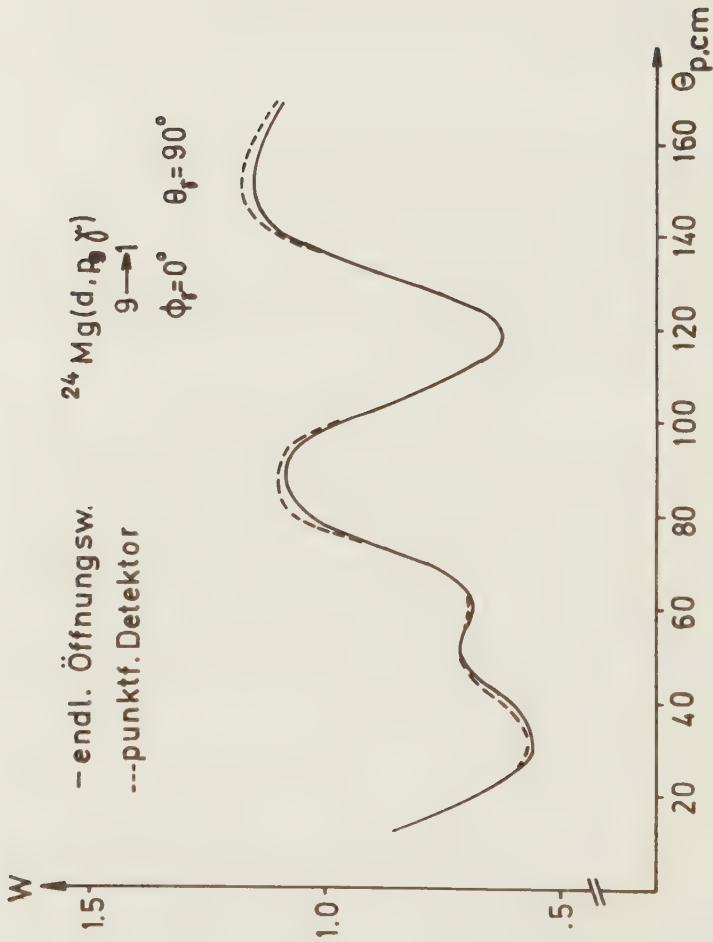


Fig. 7 Einfluß des endlichen Öffnungswinkels
des Ge(Li)-Detektors auf die Winkel-
korrelation

III. Theoretische Grundlagen

In der Literatur der Teilchen- γ -Winkelkorrelationen wird der Diskussion des sogenannten zylindersymmetrischen Falls großer Raum gegeben. Der zylindersymmetrische Fall liegt vor, wenn eine Quantisierungsachse gefunden werden kann, bezüglich derer die Korrelationsfunktion $W(\theta, \phi)$ eine Fläche beschreibt, die zylindersymmetrisch zur Quantisierungsachse, d.h. unabhängig von ϕ , ist. Es läßt sich zeigen, daß dann die Dichtematrix, die die Reaktion beschreibt, nur Diagonalglieder enthält.

Beispiele für das Vorliegen einer Zylindersymmetrie sind die Ferguson-Litherland II-Methode oder die γ - γ -Winkelkorrelation unpolarisierter Kerne.

Rose und Brink haben in einem umfassenden Artikel ²⁰⁾ die Theorie der Teilchen- γ -Winkelkorrelation bei axialer Symmetrie ausführlich dargestellt. Betrachtet man Teilchen- γ -Korrelationen für von 0° bzw. 180° verschiedene Teilchenwinkel, so geht fast immer die axiale Symmetrie verloren. Die Theorie für diesen allgemeinen Fall - eine Erweiterung der Arbeit von Rose und Brink - ist in einer neueren Arbeit von Rybicki, Tamura und Satchler ²¹⁾ veröffentlicht.

Die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit wesentlichen Überlegungen sind im folgenden zusammengestellt.

Betrachtet sei die Reaktion $A(a,b)B(\gamma)C$ mit unpolarisiertem Target A und unpolarisiertem Projektil a. Der entstehende angeregte Kernzustand B besitze definierten Spin und Parität und zerfalle durch γ -Emission in den Zustand C (vgl. Fig. 8).

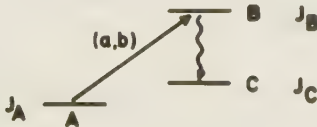


Fig. 8 Die Reaktion $A(a,b)B(\gamma)C$

Der Übergang $A(a,b)B$ kann durch ein Matricelement $X_{m_a M_A, m_b M_B}(\vartheta_b, \varphi_b)$ beschrieben werden, wobei

m_a z-Komponente des Spins S_a des Projektils

M_A z-Komponente des Spins J_A des Targetkerns

m_b z-Komponente des Spins S_b des Ejektils

M_B z-Komponente des Spins J_B des Endkerns

sind.

Der Wirkungsquerschnitt der Reaktion $A(a,b)B$ ist gegeben durch

$$(1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega_b} = \frac{1}{(2J_A+1)(2S_a+1)} \sum_{m_a M_A m_b M_B} |X_{m_a M_A m_b M_B}(\vartheta_b, \varphi_b)|^2$$

Teilchen- γ -Koinzidenzmessungen mit dem γ -Detektor unter einem festen Winkel und verschiedenen Teilchenwinkeln erlauben es, den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma}$ für die

Emission von γ in Richtung von $\underline{k}$ zu messen.

Es gilt

$$(2) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega_b d\Omega_\gamma} = \frac{1}{4\pi} \frac{\Gamma_\gamma^B}{\Gamma^B} W(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma) \frac{d\sigma}{d\Omega_b}$$

Dabei ist $\frac{\Gamma_\gamma^B}{\Gamma^B}$ das Verzweigungsverhältnis des γ -Übergangs von $B \rightarrow C$.

Die Winkelkorrelationsfunktion W , die noch implizit von der Emissionsrichtung des Teilchens b abhängt, besitzt die Form

$$(3) \quad W(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma, \vartheta_b, \varphi_b) = \sum_{KQ} A_{KQ}(\underline{k}_a, \underline{k}_b) \sqrt{\frac{4\pi}{2K+1}} Y_K^Q(\vartheta_\gamma, \varphi_\gamma)$$

Die Kugelfunktionen Y_K^Q gehen beim zylindersymmetrischen Fall ($Q = 0$) in die Legendre-Polynome $P_K(\cos\vartheta_\gamma)$ über.

Die Korrelationskoeffizienten A_{KQ} können als Produkt dargestellt werden von normierten statistischen Tensoren (siehe (6)), die den Mechanismus der Reaktion $A(a,b)B$ enthalten und von Geometrie-koeffizienten, in die Eigenschaften des γ -Übergangs wie Mischungsverhältnis sowie die Anfangs- und Endspins J_B und J_C eingehen.

Sie lassen sich folgendermaßen schreiben:

$$(4) \quad A_{KQ}(k_a, k_b) = B_{KQ}(J_B) R_K(\gamma)$$

Die $R_K(\gamma)$ -Koeffizienten für gemischte elektromagnetische Strahlung der Multipolarität L und $L+1$ sind gegeben durch

$$(5) \quad R_K(\gamma) = \frac{R_K(L L J_B J_C) + 2 \delta R_K(L L+1 J_B J_C) + \delta^2 R_K(L+1 L+1 J_B J_C)}{1 + \delta^2}$$

Dabei ist δ das Mischungsverhältnis der γ -Strahlung (Definition wie in ²⁰⁾).

Für Übergänge einer Multipolarität L ($\delta = 0$) vereinfacht sich (5) zu

$$R_K(\gamma) = R_K(L L J_B J_C).$$

Die Koeffizienten $R_K(L L J_B J_C)$ sind tabelliert in ²⁰⁾.

Die B_{KQ} aus (4) können durch statistische Tensoren ausgedrückt werden

$$(6) \quad B_{KQ}(J_B) = \frac{\rho_{KQ}(J_B)}{\rho_{00}} \quad \text{mit } B_{00} = 1$$

$$(7) \quad \rho_{KQ}(J_B) = \sum_{M_B M'_B} \rho_{M_B M'_B} (-)^{J_B - M'_B} (J_B J_B M_B - M'_B | K Q)$$

Die $\mathcal{S}_{M_B M'_B}$ sind durch die Übergangsmatrixelemente der Reaktion $A(a,b)B$ gegeben

$$(8) \quad \mathcal{S}_{M_B M'_B} = \sum_{m_a M_A m_b} X_{m_a M_A m_b M_B}(\vartheta_b, \varphi_b) X_{m_a M_A m_b M'_B}^*(\vartheta_b, \varphi_b)$$

Einsetzen dieser Größen in (2) und (3) zeigt, daß der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt von einer Summe gemischter Terme in den Übergangsamplituden der magnetischen Unterzustände abhängt. Da der Wirkungsquerschnitt (1) nur von der Quadratsumme dieser Übergangsamplituden abhängt, folgt unmittelbar, daß Korrelationsmessungen sensitiver auf den Reaktionsmechanismus sein sollten, als Messungen des Teilchenwirkungsquerschnitts.

Im folgenden sollen die Werte, die K und Q aus (7) annehmen können, kurz diskutiert werden.

Wie man aus dem Clebsch-Gordan-Koeffizienten in (7) unmittelbar entnehmen kann, gilt für K die Einschränkung $0 \leq K \leq 2 J_B$. (Bei der Annahme einer direkten Einstufenreaktion mit übertragenem Drehimpuls j gilt sogar $K \leq 2j$ ²²⁾).

Falls im Experiment nur die Richtung, nicht aber die Polarisation der γ -Strahlung beobachtet wird, kann K nur gerade Werte annehmen. +)

Man kann aus der Einschränkung $0 \leq K \leq 2 J_B$ entnehmen, daß die Winkelkorrelation für Reaktionen zu einem Zustand $J_B = 0$ oder $1/2$ isotrop wird, unabhängig vom Mechanismus der Reaktion.

In diesem Fall ist $K = 0$ bzw. 1 . Da bei Nichtbeobachten der γ -Polarisation K nur gerade Werte annehmen kann, folgt $K = 0$ und damit $Q = 0$. Aus (3) ergibt sich $W = 1$.

Dies kann zu einer sehr einfachen experimentellen Unterscheidung von Zuständen mit Spin $1/2$ und $3/2$ verwendet werden. Man mißt dazu

+) Im Fall der Zylindersymmetrie ist $Q = 0$, so daß aus (7) folgt:

$M_B = M'_B$, d.h. die Dichtematrix $\mathcal{S}_{M_B M'_B}$ ist diagonal.

mit einem γ -Detektor unter einem festen, aber beliebigen Winkel in einer Koinzidenzanordnung mit einigen Teilchendetektoren unter verschiedenem Winkel. Bei Vorliegen einer isotropen Winkelkorrelation handelt es sich um einen Zustand mit Spin $1/2$.

Falls das Verzweigungsverhältnis, die Multipolordnung, das Mischungsverhältnis und die Spins J_B und J_C der γ -Strahlung bekannt sind, können der Teilchenwirkungsquerschnitt und die Winkelkorrelationsfunktion und damit der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt unter Zugrundelegung von Reaktionstheorien berechnet werden. Durch Vergleich mit experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten kann auf den Mechanismus der Reaktion geschlossen werden.

Die Grundlagen der Reaktionstheorien DWBA und CCBA sollen im Rahmen dieser Arbeit nicht näher beschrieben werden. Man findet ausführliche Darstellungen in der Literatur ^{23,24}).

IV. Ergebnisse und Diskussion

Die Analyse der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte +) $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma}$ der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p\gamma)^{25}\text{Mg}$

erfolgte für (d,p)-Übergänge mit Bahndrehimpuls $\ell_n = 0, 1$ und 2 unter Verwendung der DWBA, für $\ell_n = 4$ -Übergänge nach CCBA.

Das Zerfallsschema von ^{25}Mg ist in Fig. 9 für den hier betrachteten Anregungsenergiebereich bis 3,5 MeV gezeigt. Die ausgezogenen γ -Übergänge konnten im vorliegenden Experiment ausgewertet werden. Die zum Vergleich mit der Theorie erforderlichen Verzweigungsverhältnisse und Mischungsverhältnisse dieser γ -Übergänge wurden Untersuchungen der Reaktion $^{25}\text{Mg}(p,p'\gamma)^{25}\text{Mg}^{12)}$ entnommen und sind in Tabelle I zusammengestellt.

+) Von manchen Autoren wird an Stelle des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts die Winkelkorrelationsfunktion W aufgetragen. In der vorliegenden Arbeit wurden die Ergebnisse der Teilchen- γ -Koinzidenzmessungen an Hand des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts diskutiert, der eine unmittelbare Meßgröße ist. Im Gegensatz dazu handelt es sich bei der Teilchen- γ -Winkelkorrelationsfunktion um eine abgeleitete Größe (vgl. (2) in Kapitel III).

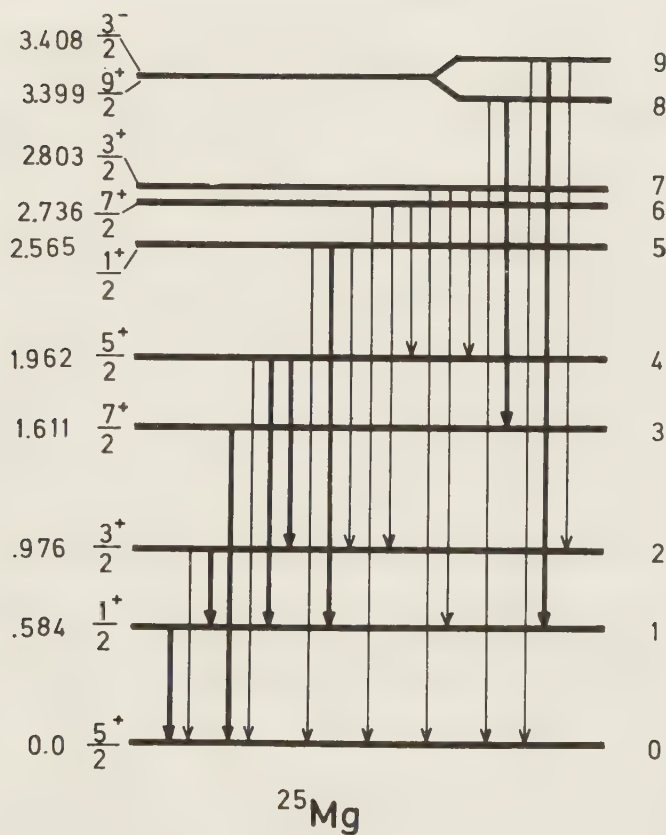


Fig. 9 Zerfallsschema von ^{25}Mg

Tabelle I

Anfangszustand		Endzustand		Verzweigungs- verhältnis (%)	Mischungs- verhältnis δ
Anregungs- energie (keV)	$J_i^{\pi_i}$	Anregungs- energie (keV)	$J_f^{\pi_f}$		
584	$1/2^+$	0	$5/2^+$	100	E 2
976	$3/2^+$	0	$5/2^+$	51	-0.36 ± 0.12
1611	$7/2^+$	584	$1/2^+$	99	0.19 ± 0.015
1962	$5/2^+$	584	$1/2^+$	51 ± 3	E 2
		976	$3/2^+$	23 ± 3	0.25 ± 0.08 $- 0.06$
2565	$1/2^+$	584	$1/2^+$	79 ± 10	M 1
3399	$9/2^+$	1611	$7/2^+$	96 ± 2	0.13
3408	$3/2^-$	584	$1/2^+$	52 ± 5	E 1

1. DWBA-Analysen

Die (d,p) -Reaktion an vielen Kernen kann gut durch die Annahme einer direkten Wechselwirkung beschrieben werden, bei der das Neutron in einem Einstufenprozeß auf den Targetkern übertragen wird (DWBA). Die DWBA hat sich als gutes Hilfsmittel zur Bestimmung von Drehimpulsen erwiesen. Der übertragene Bahndrehimpuls l_n kann auf Grund von charakteristischen Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts vom Winkel des emittierten Protons durch Vergleich mit DWBA-Rechnungen ermittelt werden (häufig reichen dazu schon PWBA-Rechnungen aus). Allerdings können DWBA-Rechnungen von Wirkungsquerschnitten selbst unter Einbeziehung von Spin-Bahn-Wechselwirkungen keinen Aufschluß über den übertragenen Gesamtdrehimpuls j ergeben. Eine empirische Bestimmung von j gelingt in einigen Fällen aus charakteristischen Strukturen der experimentellen Winkelverteilungen ²⁵⁾. Eine bessere Möglichkeit zur Bestimmung des übertragenen Drehimpulses ist durch Messungen der Analysierstärke der (d,p) -Reaktion mit vektorpolarisierten Deuteronen und Vergleich mit Vorhersagen der DWBA gegeben ²⁶⁾.

Eine andere Möglichkeit stellen Teilchen- γ -Winkelkorrelationsmessungen mit unpolarisierten Deuteronen dar, da in die Korrelation gemischte Terme von Übergangsmatrixelementen der magnetischen Unterzustände eingehen.

Zunächst wurden DWBA-Analysen der differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ durchgeführt. Dabei konnten die experimentellen Wirkungsquerschnitte für einige (d,p) -Übergänge gut wiedergegeben werden. Es zeigte sich jedoch, daß der Verlauf der experimentellen Wirkungsquerschnitte durch verschiedene Sätze von Potentialparametern gleich gut beschrieben wird ("Potentialmehrdeutigkeit"). Dagegen zeigte sich, daß die durch Vergleich mit der Theorie gewonnenen spektroskopischen Faktoren empfindlich von den Potentialparametern für das eingebaute Neutron abhängen.

Während DWBA-Analysen der Wirkungsquerschnitte seit Jahren möglich sind, können Analysen von Teilchen- γ -Winkelkorrelationen wegen der erforderlichen aufwendigen Rechenprogramme erst seit kurzem durchgeführt werden. In der vorliegenden Arbeit erfolgten die Analysen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte mit dem DWBA-Winkelkorrelationsprogramm VENUS an der Großrechenanlage CDC 6600 des Rechenzentrums Stuttgart. Eine genaue Beschreibung des Programms VENUS findet man in ²⁷⁾. Es erlaubt die Berechnung von statistischen Tensoren in DWBA und damit die Berechnung der Winkelkorrelationsfunktion.

Zur Berechnung der gestörten Wellen dienen Potentiale vom Woods-Saxon-Typ. Die Parameter des optischen Potentials im Eingangskanal wurden einer ausführlichen Analyse der Deuteronenstreuung an ²⁴Mg entnommen. Die Parameter des optischen Modells im Ausgangskanal sowie die Potentialparameter zur Berechnung des Formfaktors wurden aus der DWBA-Analyse der ²⁴Mg(d,p) ²⁵Mg-Reaktion gewonnen. Um zu entscheiden, ob durch Analysen des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts Potentialmehrdeutigkeiten aufgelöst werden können, wurden systematische Rechnungen für jeden (d,p)-Übergang angestellt. Die Potentiale wurden dabei so gewählt, daß sie zumindest bei Vorwärtswinkeln gleich gute Übereinstimmung mit der experimentellen Winkelverteilung ergaben. (Die bei den folgenden Analysen verwendeten Potentialparametersätze werden im weiteren mit römischen Ziffern bezeichnet und sind im Anhang in Tabellen zusammengestellt).

Der Einfluß von Spin-Bahn-Wechselwirkungstermen wird in einigen Untersuchungen der Teilchen- γ -Winkelkorrelation ohne Rechnung als klein angenommen ²⁸⁾. Da bei Teilchen- γ -Korrelationen die Übergangsmatrixelemente der magnetischen Unterzustände eingehen, sollte die Einbeziehung der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu Änderungen der Winkelkorrelation führen.

Unsere Analysen wurden zunächst ohne die Einbeziehung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangs- und Ausgangskanal durchgeführt (Parametersatz I). In weiteren Analysen wurden Spin-Bahn-Terme im Ausgangskanal (Parametersatz II) sowie im Ausgangs- und Eingangskanal (Parametersatz III) einbezogen.

Um zu untersuchen, inwieweit Potentiale, die sich in der Tiefe des Realteils unterscheiden, zu verschiedenen Ergebnissen führen, wurde in Parametersatz IV eine Tiefe des reellen Deuteronen-potentials von 180 MeV (Parametersätze I - III : 100 MeV) unter Einschluß einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Ausgangskanal verwendet.

Bei den Analysen mit den Parametersätzen I - IV wurde zur Berechnung der Formfaktoren ein reelles Woods-Saxon-Potential mit "Thomas-Spin-Bahn"-Term benutzt. Der Radiusparameter r_0 betrug 1,3 fm, die "diffuseness" a_0 0,75 fm, die Tiefe des Thomas-Spin-Bahn-Potentials 25,0 MeV. Die Tiefe des reellen Woods-Saxon-Potentials ist durch die Bindungsenergie des Neutrons festgelegt. Während man die Auswirkung der verschiedenen optischen Potentiale auf den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt nicht vorhersehen kann, beeinflußt eine Variation der Parameter für das gebundene Neutron die Form des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts nicht.

Die Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts ergab, daß Änderungen der Parameter für das gebundene Neutron sich nicht im Verlauf, sondern nur im spektroskopischen Faktor bemerkbar machen. Da der spektroskopische Faktor nicht von den magnetischen Unterzuständen abhängt, läßt er sich bei der Berechnung der statistischen Tensoren $\mathcal{S}_{KQ}$ in Kapitel III. vorziehen. Bei der Berechnung der Winkelkorrelationsfunktion sind diese statistischen Tensoren durch den statistischen Tensor $\mathcal{S}_{00}$ zu teilen, so daß sich der spektroskopische Faktor weghebt.

In Fig. 10 ist als Beispiel dazu eine Rechnung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts für den (d,p)-Übergang zum 2. angeregten Zustand in ^{25}Mg mit χ -Zerfall in den Grundzustand eingetragen. Die durchgezogene Kurve wurde durch DWBA-Rechnungen mit Parametersatz II erhalten. Bei der Berechnung der gestrichelten Kurve wurden andere Parameter des eingebauten Neutrons verwendet (Radiusparameter $r_0 = 1,2$ fm, "diffuseness" $a_0 = 0,65$ fm). Während diese geringe Änderung der Parameter beim Wirkungsquerschnitt zu

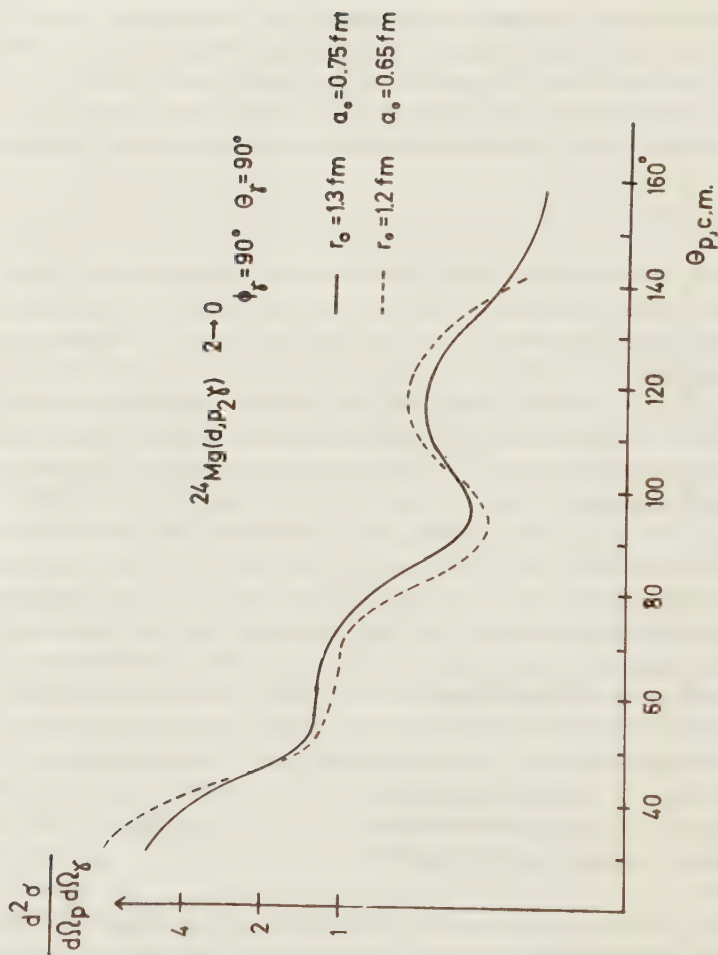


Fig. 10 Einfluß der Potentialparameter des eingefangenen Neutrons auf den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitt

einer drastischen Änderung des spektroskopischen Faktors führte, unterscheidet sich der Verlauf des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts erwartungsgemäß wenig,

$l = 0$ -Übergänge

Im betrachteten Anregungsenergiebereich liegen zwei $l = 0$ -Übergänge (d, p_1) und (d, p_5) zum ersten und fünften angeregten Zustand von ^{25}Mg , die jeweils zu $1/2^+$ -Zuständen mit $E_x = 0,584$ MeV bzw. 2,565 MeV führen.

Aus (2) in Kapitel III. ergibt sich, daß diese Übergänge unabhängig vom Reaktionsmechanismus eine isotrope Winkelkorrelation $W = 1$ besitzen. In diesem Fall besitzt daher der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt den gleichen Verlauf wie der "freie" Wirkungsquerschnitt, unabhängig von der Position des γ -Detektors.

Fig. 11 zeigt die Meßergebnisse für die $1 \rightarrow 0$ -Korrelation +).

Der experimentelle differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_1)^{25}\text{Mg}$ (Fig. 11 oben) ist mit einer DWBA-Rechnung (Parametersatz III) verglichen. Die DWBA-Rechnungen mit den übrigen Potentialparametersätzen stimmen im Rahmen der Zeichengenauigkeit überein. Darunter ist der experimentelle doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_1\gamma)^{25}\text{Mg}$ mit Übergang $1 \rightarrow 0$ für die beiden Stellungen des γ -Detektors aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der DWBA-Rechnungen.

Die Meßergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_5)^{25}\text{Mg}$ und die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte des $5 \rightarrow 1$ -Übergangs sind in Fig. 12 dargestellt. Auch hier stimmt der Verlauf der experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte mit dem des Teilchenwirkungsquerschnitts überein.

+) Im folgenden soll mit $i \rightarrow k$ die (d, p) -Reaktion zum i -ten angeregten Zustand des Restkerns und γ -Zerfall in den k -ten angeregten Zustand des Restkerns bezeichnet werden.

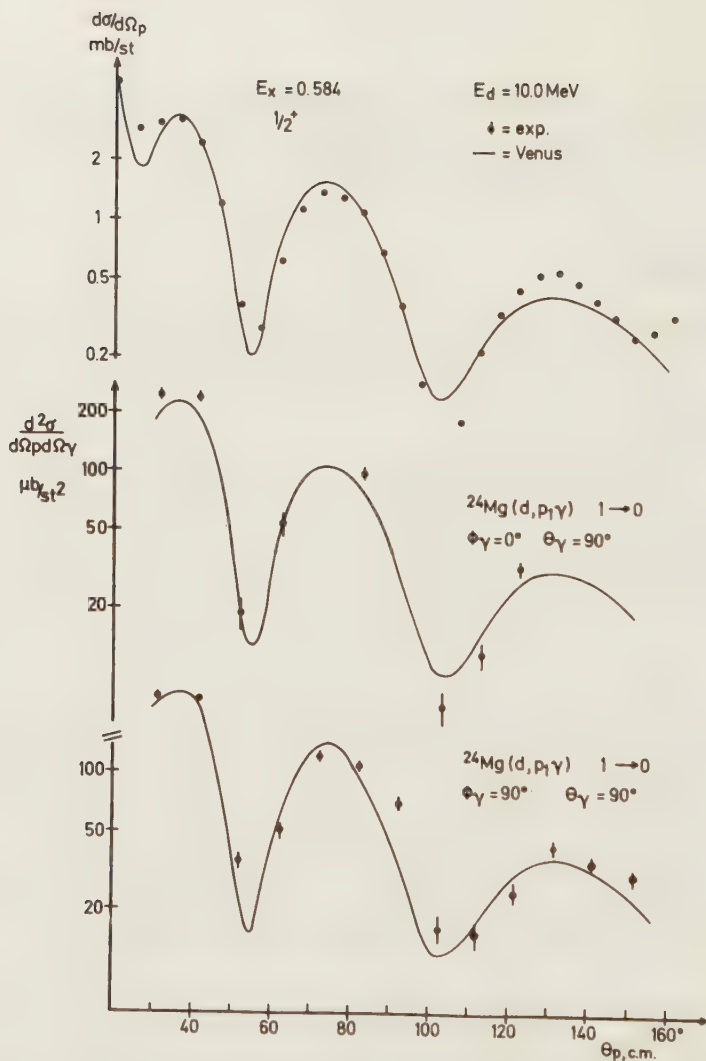


Fig. 11 Experimentelle und mit DWBA berechnete differentielle und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_1\gamma) \ ^{25}\text{Mg}$ für zwei Stellungen des γ -Detektors: in Reaktionsebene ($\phi_\gamma = 0^\circ$) bzw. senkrecht zur Reaktionsebene ($\phi_\gamma = 90^\circ$) jeweils senkrecht zum eintreffenden Teilchenstrahl ($\theta_\gamma = 90^\circ$)

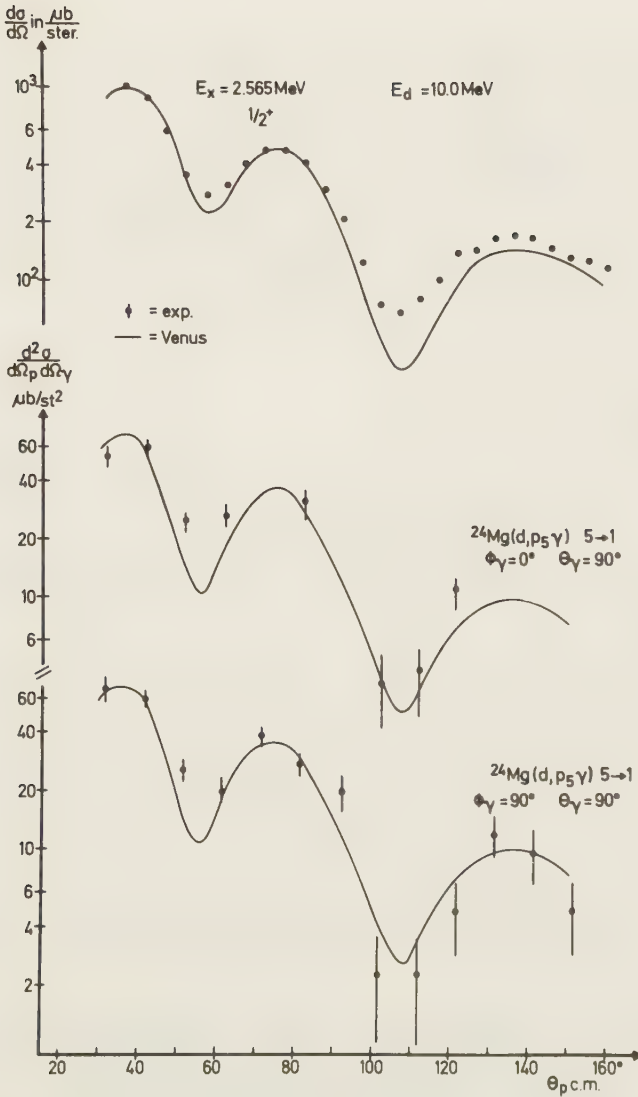


Fig. 12 Experimentelle und mit DWBA berechnete differentielle und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}Mg(d, p_5 \gamma) ^{25}Mg$

Die durchgezogenen Kurven wurden durch DWBA-Rechnungen erhalten.

Die gute Übereinstimmung von Rechnung und Experiment läßt schließen, daß die (d,p) -Reaktion mit Bahndrehimpuls $\ell_n = 0$ mit der Annahme eines Einstufenprozesses verträglich sind. Dieser Schluß kann jedoch auch schon aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gezogen werden, da bei Reaktionen, die zu $1/2^+$ -Zuständen führen, die Korrelation keine weitergehende Aussage als der Wirkungsquerschnitt liefert (vgl. Kapitel III.).

$\ell = 1$ -Übergang

Im betrachteten Anregungsenergiebereich liegt ein $\ell = 1$ -Übergang, der zum 9. angeregten Zustand bei 3,408 MeV mit $J^\pi = 3/2^-$ führt. Dieser Zustand konnte bei Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts wegen des geringen energetischen Abstands nicht vom 8. angeregten Zustand mit $J^\pi = 9/2^+$ bei 3,399 MeV getrennt werden.

In einer früheren Arbeit ³⁾ wurde bereits eine (d,py) -Messung der $9 \rightarrow 1$ -Korrelation mit einem NaJ- γ -Detektor durchgeführt. Allerdings wurde bei dieser Messung nur ein Teilchendetektor verwendet, der im Strippingmaximum aufgestellt war, und die Abhängigkeit der Korrelation vom γ -Winkel untersucht. Dieses Verfahren ist weniger gut geeignet zur Untersuchung des Reaktionsmechanismus, da das Strippingmaximum überwiegend durch Einstufenprozesse hervorgerufen wird und daher gut durch die DWBA-Näherung beschrieben werden kann. Das Ergebnis in ³⁾ war demnach auch, daß die γ -Winkelkorrelation gut mit Vorhersagen der DWBA übereinstimmt.

In der vorliegenden Arbeit konnte trotz der hohen γ -Energie von 2,824 MeV der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt des $9 \rightarrow 1$ Übergangs mit hinreichender Genauigkeit gemessen werden. In Fig. 13 ist oben die experimentelle Wirkungsquerschnittssumme $(d,p_{8,9})$ mit DWBA-Rechnungen für p_9 verglichen. Die Übereinstimmung bis etwa 90°

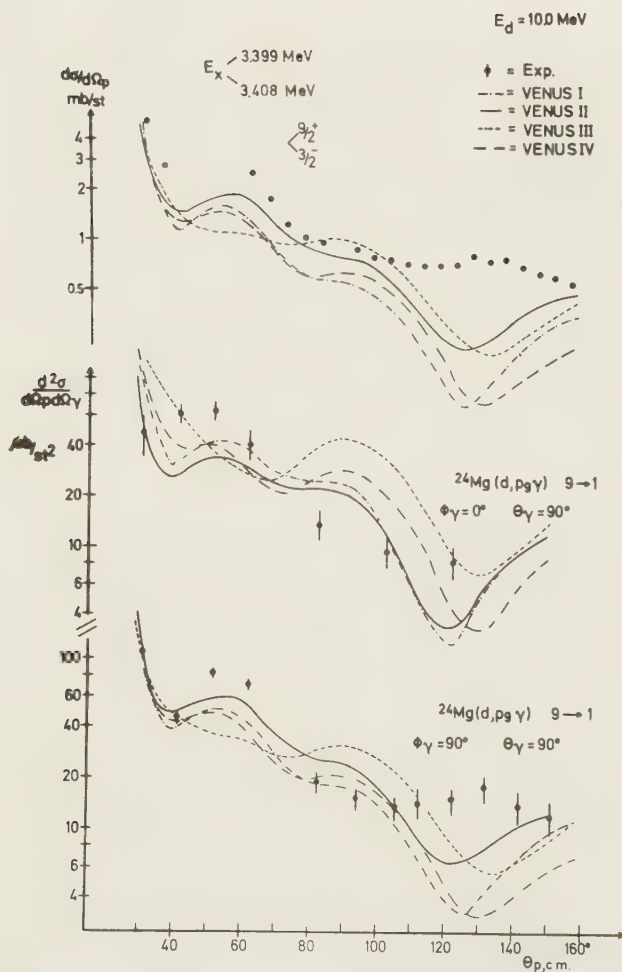


Fig. 13 Oben: Experimentelle Wirkungsquerschnitts-
summe der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_{9, g})^{25}\text{Mg}$ und
DWBA-Wirkungsquerschnitte für die Reaktion
 $^{24}\text{Mg}(d, p_g)^{25}\text{Mg}$

Unten: Experimentelle und mit DWBA-Rechnungen
erhaltene doppelt-differentielle Wirkungs-
querschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_g \gamma)^{25}\text{Mg}$

ist gut. Unten sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der $9 \rightarrow 1$ -Korrelation mit DWBA-Rechnungen gezeigt. Die Einbeziehung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangskanal liefert kein Maximum bei $\Theta_p = 50^\circ$, während die übrigen Potentialparametersätze zumindest die Lage des Maximums gut wiedergeben. Das schwach ausgeprägt Minimum der Messung $\Phi_g = 90^\circ$, $\Theta_g = 90^\circ$, bei Rückwärtswinkeln wird von allen Rechnungen zu stark betont.

Aus den Ergebnissen kann man schließen, daß auch der $\ell = 1$ -Übergang im Einklang mit der Annahme eines direkten Einstufenprozesses angesehen werden kann.

$\ell = 2$ -Übergänge

Es konnten doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte zu den Übergängen (d, p_2) und (d, p_4) gemessen werden. Die übrigen $\ell = 2$ -Übergänge im betrachteten Anregungsenergiebereich werden bei der (d, p)-Reaktion nur schwach angeregt und besitzen mehrfach verzweigte γ -Zerfälle, so daß sie im vorliegenden Experiment nicht ausgewertet werden konnten.

Fig. 14 zeigt neben dem differentiellen Wirkungsquerschnitt zum 2. angeregten Zustand die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der $2 \rightarrow 0$ - γ -Übergänge. Die beste Übereinstimmung mit dem experimentellen Wirkungsquerschnitt (oben) ergibt die DWBA-Rechnung unter Einbeziehung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangs- und Ausgangskanal (Parametersatz III). Bis auf das Minimum bei 50° wird das Experiment gut wiedergegeben.

Die übrigen DWBA-Rechnungen (Parametersätze I, II und IV) stimmen nur bei Vorwärtswinkeln überein.

Die Übereinstimmung der DWBA-Rechnung unter Verwendung des Parametersatzes III mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt geht bei den doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten verloren. In diesem Fall geben die DWBA-Rechnungen den Verlauf des Experiments nur qualitativ wieder. Die Messung des doppelt-differentiellen Wirkungs-

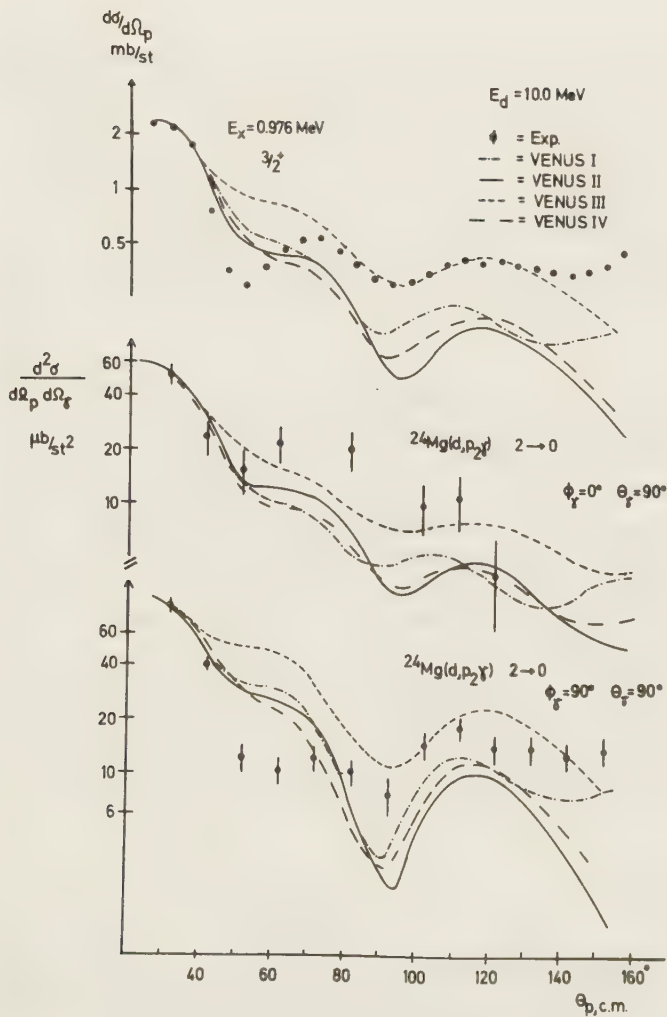


Fig. 14 Experimentelle und mit DWBA berechnete
differentielle und doppelt-differentielle
Wirkungsquerschnitte der Reaktion
 $^{24}\text{Mg}(d, p_2 \gamma) ^{25}\text{Mg}$

querschnitts ist hier empfindlicher auf den Reaktionsmechanismus als der Wirkungsquerschnitt. Auf diese Tatsache wurde bereits bei der Analyse von $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Messungen in ^{29,30)} hingewiesen.

Man sieht, daß es wenig sinnvoll ist, in DWBA Wirkungsquerschnitte mit großem Aufwand mit dem Experiment in Einklang zu bringen, ohne zu betrachten, wie weitere Meßgrößen ⁺⁾ , wie etwa Winkelkorrelationen dadurch beschrieben werden. Auf diese Weise könnten Beiträge anderer Reaktionsmechanismen verschleiert werden.

In den Fig. 15 und 16 sind experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitte und doppelt-differentielle für die $4 \rightarrow 1$ und $4 \rightarrow 2$ -Korrelation dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse weichen von denen des $2 \rightarrow 0$ -Übergangs infolge des anderen bei der (d, p) -Reaktion übertragenen Gesamtdrehimpulses j sowie anderer Eigenschaften der γ -Strahlung ab. Die verschiedenen DWBA-Rechnungen zeigen zwar auch hier untereinander Unterschiede, doch sind die Rechnungen nicht in der Lage, den experimentellen Befund befriedigend wiederzugeben.

Diese Ergebnisse deuten daraufhin, daß die $l = 2$ -Übergänge zum ²⁵Mg nicht mehr über Einstufenprozesse ablaufen, sondern daß andere Reaktionsmechanismen wie etwa die im folgenden diskutierten Mehrstufenprozesse eine dominierende Rolle spielen.

⁺⁾ Auch Messungen der Analysierstärke von vektorpolarisierten Deuteronen führten zu ähnlichen Aussagen. Dies ist verständlich, da auch bei Messungen mit einem polarisierten Teilchenstrahl die Dichtematrix Nichtdiagonal-Elemente enthält. Jedoch sind auch Untersuchungen mit polarisierten Teilchenstrahlen häufig nicht in der Lage, Potentialmehrdeutigkeiten zu beseitigen ³¹⁾.

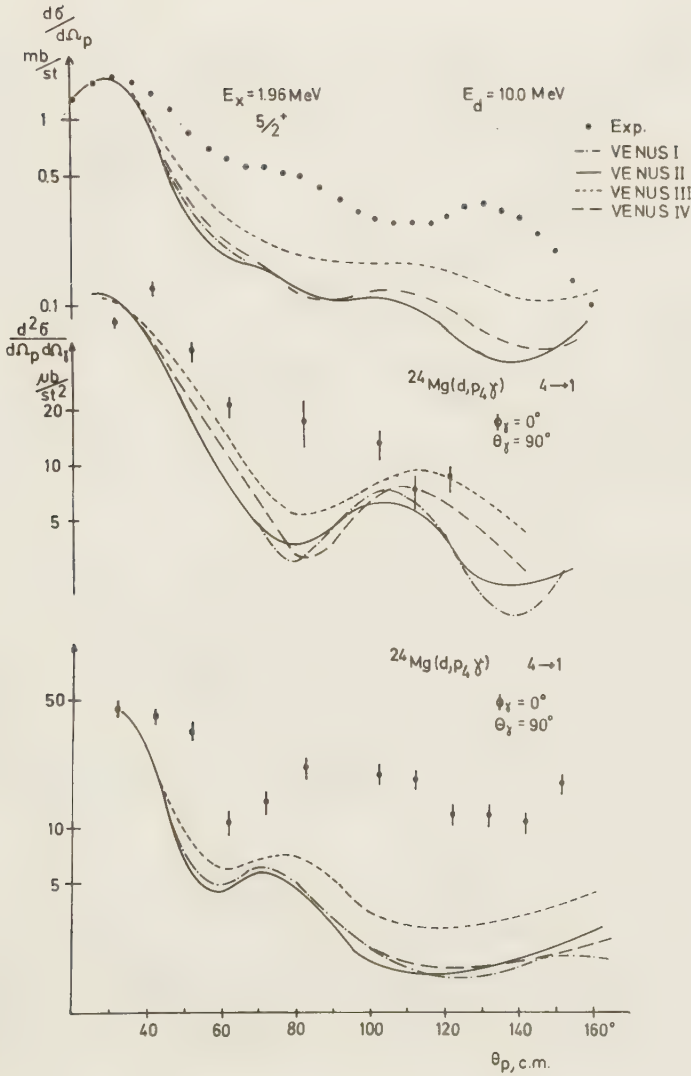


Fig. 15 Experimentelle und mit DWBA berechnete differentielle und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p_4\gamma)^{25}\text{Mg}$ für die $4 \rightarrow 1$ -Korrelation

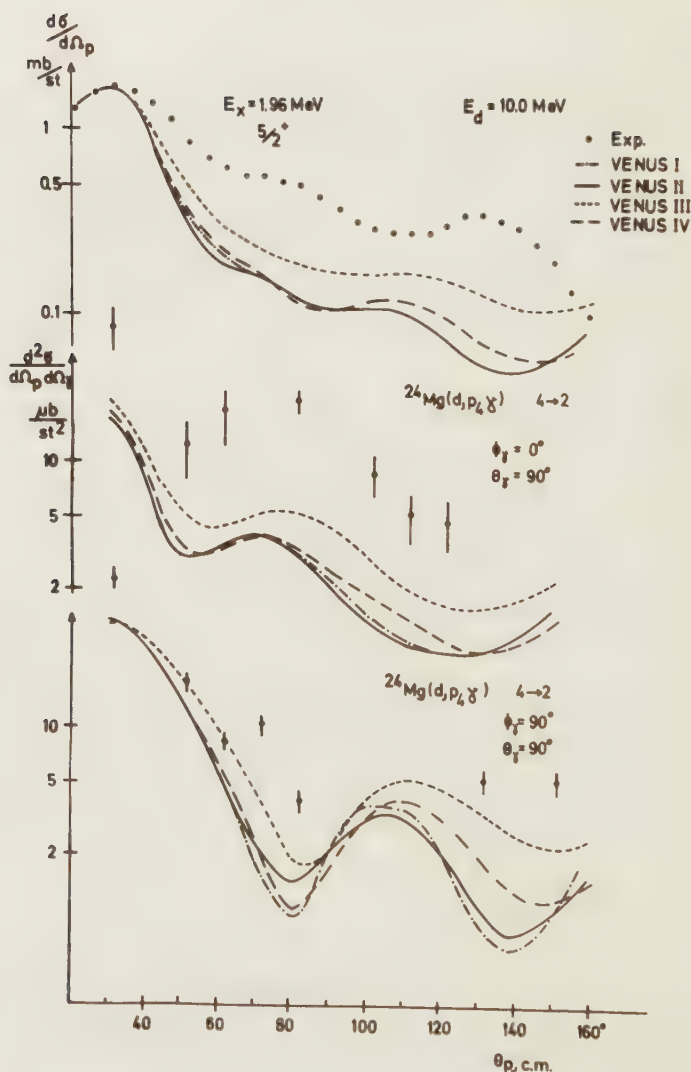


Fig. 16 Experimentelle und mit DWBA berechnete differentielle und doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_4 \gamma) ^{25}\text{Mg}$ für die $4 \rightarrow 2$ -Korrelation

Die DWBA-Analysen der vorliegenden Arbeit über die Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p\gamma)^{25}\text{Mg}$ zeigten, daß die $\ell = 0$ und die $\ell = 1$ -Übergänge mit der Annahme direkter Einstufenprozesse in Einklang sind. Dagegen ist die DWBA nicht mehr in der Lage, die $\ell = 2$ -Übergänge befriedigend zu beschreiben. Am Beispiel der $2 \rightarrow 0$ -Korrelationen zeigt sich am deutlichsten, daß Korrelationsmessungen mit dem γ -Detektor in der Reaktionsebene eindeutigere Aussagen über den Reaktionsmechanismus liefern als Messungen mit γ -Detektor außerhalb der von den Teilchendetektoren gebildeten Ebene.

Die Potentialmehrdeutigkeit bei der DWBA konnte durch unsere Analysen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht eingeschränkt werden, wenn sich auch in einigen Fällen bessere Übereinstimmung mit dem Experiment unter Einbeziehung einer Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangskanal ergab.

Allgemein ergaben die DWBA-Untersuchungen, daß die Einführung der Spin-Bahn-Wechselwirkung im Eingangs- oder Ausgangskanal eine Ausschmierung der Struktur der Winkelkorrelationsfunktion bei unveränderter Lage der Maxima und Minima ergibt. Dagegen bewirkte die Vergrößerung der Tiefe des reellen Potentials von 100 MeV auf 180 MeV eine Änderung in der Phase der Winkelkorrelationsfunktion. Diese Ergebnisse sind an Hand der $2 \rightarrow 0$ -Korrelation bzw. $4 \rightarrow 1$ -Korrelation in den Fig. 17 und 18 veranschaulicht.

Es erscheint wünschenswert, Korrelationsanalysen von Reaktionen an Targetkernen in der Nähe abgeschlossener Nukleonenschalen weiterzuführen. In diesem Fall stimmt die DWBA noch besser mit dem Experiment überein. Die bei uns bereits vorhandenen Unterschiede der verschiedenen DWBA-Rechnungen sollten in diesem Fall auch zu einer eindeutigen Festlegung der Potentialparameter führen.

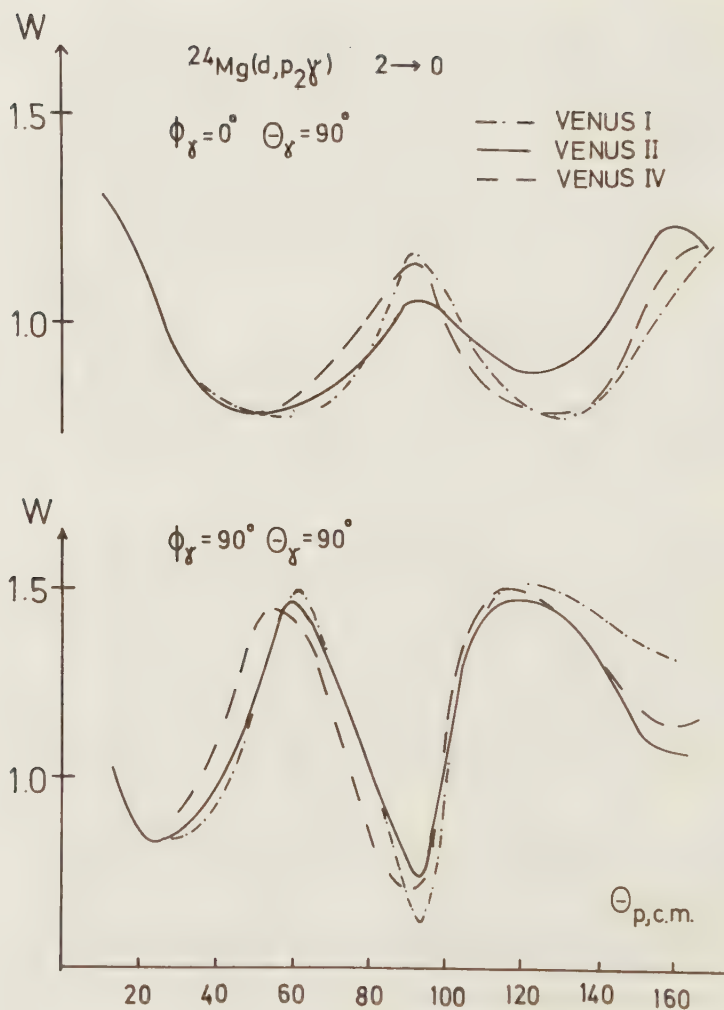


Fig. 17 Einfluß der Potentialparameter auf die $2 \rightarrow 0$ -Korrelation

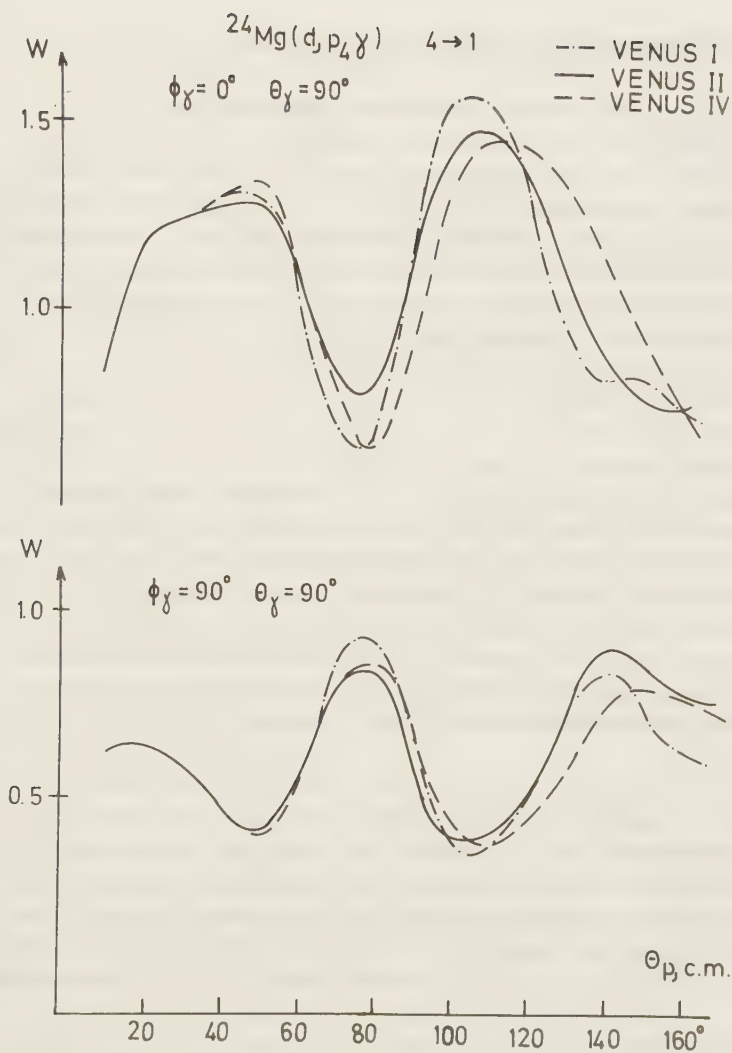


Fig. 18 Einfluß der Potentialparameter auf die $4 \rightarrow 1$ -Korrelation

2. CCBA-Analysen der $l = 4$ -Übergänge

Bei einigen (d,p)-Übergängen versagt die DWBA-Näherung völlig. Dabei handelt es sich um sogenannte "j-verbotene Übergänge", die wegen ihres hohen Bahndrehimpulsübertrags nach dem Schalen- bzw. Nilsson-Modell nicht erlaubt sind ³²⁾. Sie können in ihrer Stärke nur durch die Annahme inelastischer Prozesse im Eingangskanal und/oder Ausgangskanal der Reaktion verstanden werden. Der Einfluß von inelastischen Prozessen bei der Reaktion wird in Rechnungen mit Hilfe der Methode der "gekoppelten Kanäle" (CCBA = coupled channel Born approximation) berücksichtigt.

Der $l = 4$ -Übergang zum 3. angeregten Zustand in ^{25}Mg ($E_x = 1,611$ MeV) wurde von verschiedenen Autoren ^{7,8,10,33,34)} mit Hilfe von CCBA-Rechnungen des Wirkungsquerschnitts als Mehrstufenprozeß gedeutet. Ein weiterer Hinweis auf den Mehrstufencharakter der $^{24}\text{Mg}(d,p_3)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ist durch Messungen der Analysierstärke mit vektorpolarisierten Deuteronen gegeben ³⁵⁾. Compoundprozesse sollten bei der Reaktion keine große Rolle spielen. Als Begründung dafür kann aufgeführt werden, daß CCBA-Rechnung von ⁷⁾ die Größenordnung aller Wirkungsquerschnitte der $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ -Reaktion ohne Berücksichtigung von Compoundanteilen richtig wiedergeben.

Wir haben zur Abschätzung der Compound-Anteile Hauser-Feshbach-Rechnungen durchgeführt, die auch bei Einführung sogenannter Reduktionsfaktoren nicht in Einklang mit dem Experiment stehen. Auf die Notwendigkeit der Einführung von Reduktionsfaktoren bei der (d,p)-Reaktion wurde schon bei ³⁶⁾ hingewiesen. Um die bisher unbegründete Größe der Reduktionsfaktoren zu verstehen, werden zur Zeit Analysen von Reaktionen mit großem Compoundanteil durchgeführt.

Für den $l = 4$ -Übergang zum 8. angeregten Zustand in ^{25}Mg ($E_x = 3,408$ MeV) existiert bisher keine Messung des absoluten Wirkungsquerschnitts. Da dieses Niveau nur 9 keV unter einem $3/2^-$ -Niveau liegt, das durch direkte Reaktion mit $l_n = 1$ stark angeregt wird, ist eine experimentelle Trennung äußerst schwierig. Die Trennung kann jedoch mit Hilfe von Teilchen- γ -Koinzidenzmessungen erfolgen.

Eine Analyse unserer Messungen für die $\ell = 4-(d,p)$ -Übergänge zum 3. bzw. 8. angeregten Zustand in ^{25}Mg wurde von T. Tamura mit Hilfe des CCBA-Rechenprogramms MARS in Austin durchgeführt. T. Tamura hat sich bereits ausführlich mit dem (d,p) -Übergang zum 3. angeregten Zustand in ^{25}Mg bei $E_x = 1,611$ MeV mit $J^\pi = 7/2^+$ befaßt. Eine neuere Analyse des (d,p) -Wirkungsquerschnitts ¹⁰⁾ ergab, daß die nicht-adiabatische CCBA unter Verwendung einer Legendrepolynom-Entwicklung der Kopplungspotentiale den experimentellen Wirkungsquerschnitt am besten beschreiben kann. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den (d,p_3) -Übergang und die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der $3 \rightarrow 0$ -Korrelation sind in Fig. 19 mit den CCBA-Rechnungen von Tamura verglichen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird neben dem Absolutwert auch im Verlauf, vor allem bei Rückwärtswinkeln gut wiedergegeben, wo die DWBA-Näherung prinzipiell zur Beschreibung nicht mehr geeignet ist. Die CCBA-Rechnungen der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte stimmen sogar im Absolutwert recht gut mit dem Experiment überein. Sie sind jedoch noch nicht in der Lage, die Minima des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts im Fall des γ -Detektors senkrecht zum eintreffenden Strahl über der Reaktionsebene zu beschreiben.

Noch interessanter als der $\ell = 4$ -Übergang zum 3. angeregten Zustand ist von der Theorie her der $\ell = 4$ -Übergang zum 8. angeregten Zustand mit Spin und Parität $J^\pi = 9/2^+$. Während für die übrigen Anregungszustände mehrere Arbeiten bei verschiedenen Energien vorliegen, existiert für den $\ell = 4$ -Übergang zum 8. angeregten Zustand keine Information.

Die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der $8 \rightarrow 3$ -Korrelation sind in Fig. 20 dargestellt. Die CCBA-Rechnungen von T. Tamura stimmen auch hier sowohl im Absolutwert als auch im Verlauf gut überein.

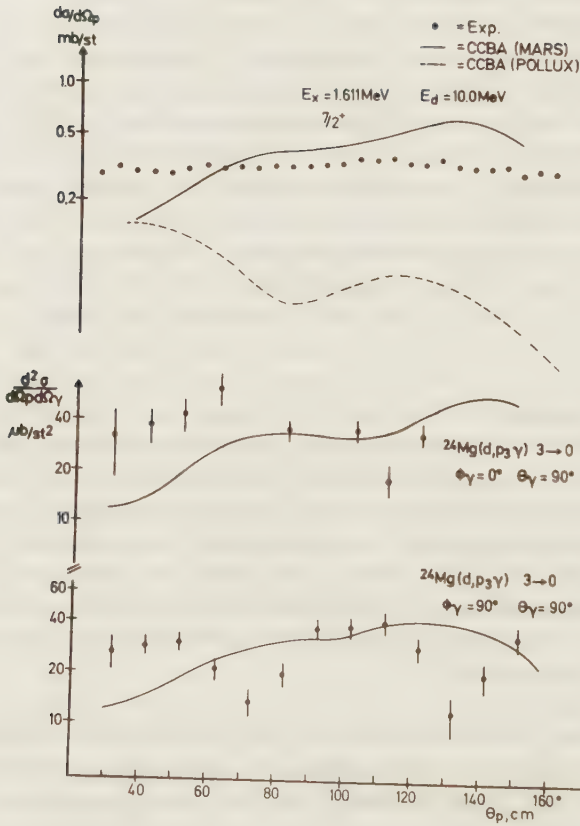


Fig. 19 Vergleich der experimentellen differentiellen und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_3\gamma)^{25}\text{Mg}$ mit CCBA-Rechnungen

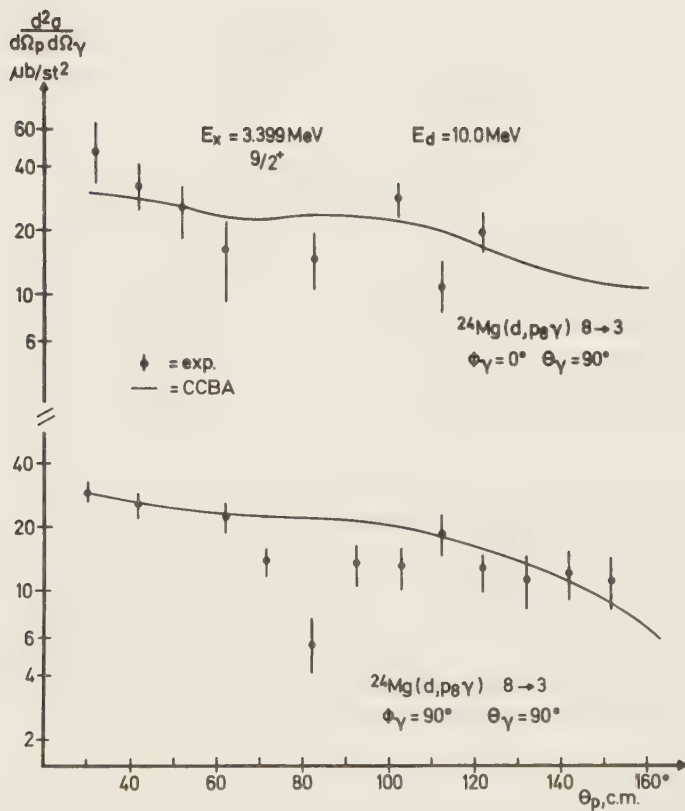


Fig. 20 Vergleich der experimentellen doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_8 \gamma) ^{25}\text{Mg}$ mit CCBA-Rechnungen von T. Tamura

Die Rechnungen sind, wie auch beim $\ell = 4$ -Übergang zum 3. angeregten Zustand noch nicht so weit vorgeschritten, um zu entscheiden, ob eventuelle Potentialmehrdeutigkeiten durch CCBA-Rechnungen beseitigt werden können.

Unter der Annahme eines direkten Einstufenprozesses beim Übergang zum eng benachbarten $3/2^-$ -Zustand ist es darüber hinaus sogar möglich, den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den $\ell = 4$ -Übergang zum $9/2^+$ -Niveau anzugeben: Liegt ein direkter Einstufenprozeß mit Bahndrehimpulsübertrag $\ell = 1$ vor, so besitzt der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt, der in einer Koinzidenzmessung mit einem γ -Detektor unter 90° senkrecht zur Reaktionsebene erhalten wird, den gleichen Verlauf wie der differentielle Wirkungsquerschnitt ³⁷⁾.

Da bei Vorwärtswinkeln der $\ell = 1$ -Übergang stark, der $\ell = 4$ -Übergang bei der (d,p)-Reaktion nur schwach angeregt wird, erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für den $\ell = 4$ -Übergang durch Anpassen der $9 \rightarrow 1$ -Korrelation an die Summe der (d,p)-Wirkungsquerschnitte für P_8 und P_9 und anschließende Subtraktion. Der unter diesen Annahmen erhaltene differentielle Wirkungsquerschnitt für den $\ell = 4$ -Übergang zum 8. angeregten Zustand ist in Fig. 21 dargestellt. Die Übereinstimmung mit der CCBA-Rechnung (MARS) ist gut.

Auch in Dubna wurde von H.J. Wiebicke eine CCBA-Analyse unserer Wirkungsquerschnitte unter Verwendung der adiabatischen Näherung durchgeführt. Die mit dem CCBA-Programm POLLUX erhaltenen differentiellen Wirkungsquerschnitte sind in den Fig. 19 und 21 eingetragen. Die Ergebnisse stimmen jedoch nicht so gut mit dem Experiment überein wie die Rechnungen von T. Tamura. Grund dafür dürfte wohl sein, daß die dabei verwendete adiabatische Näherung (mit der Annahme: Anregungsenergie $\ll$ Einschußenergie) bei unserer Einschußenergie doch eine zu grobe Vereinfachung darstellt.

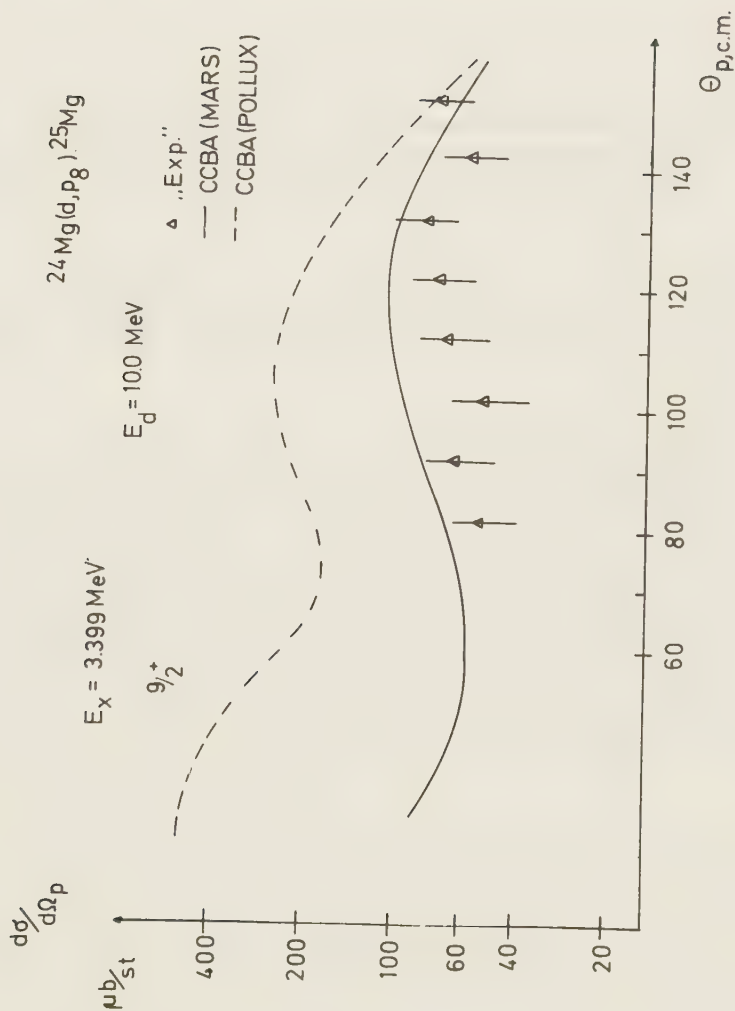


Fig. 21 Vergleich des "experimentellen" differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d, p_g) ^{25}\text{Mg}$ mit CCBA-Rechnungen

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit zeigen, daß DWBA-Rechnungen nicht in der Lage sind, die $l = 4$ -Übergänge auch nur annähernd wiederzugeben. Da CCBA-Rechnungen der differentiellen und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte sowohl im Absolutwert als auch im Verlauf mit dem Experiment übereinstimmen, ist zu schließen, daß diese Übergänge dominierend über Mehrstufenprozesse ablaufen.

Weiter ergibt sich, daß zum Vergleich mit Reaktionstheorien einfache Messungen von differentiellen Wirkungsquerschnitten ohne zusätzliche Information wie etwa über Teilchenwinkelverteilungen von doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitten unter Umständen nicht ausreichen.

Trotz der guten Übereinstimmung für einige (d,p) -Übergänge zeigte die Analyse der Winkelkorrelation noch deutlicher als Wirkungsquerschnittsanalysen, daß die Anwendbarkeit der DWBA in der bisherigen Form auch bei der Beschreibung "einfacher" Stripping-Reaktionen problematisch ist. Hier deuten sich vielleicht neue Wege durch Reaktionstheorien mit vollständiger Antisymmetrisierung an. Vielversprechend erscheint die Methode der gekoppelten Kanäle, insbesondere bei Target-und/oder Endkernen mit stark kollektiver Struktur. Allerdings sind dieser Methode durch die Kapazität der heutigen Rechenanlagen Grenzen gesetzt. 38)

Anhang

Die gemessenen differentiellen und doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ wurden in DWBA-Näherung unter Verwendung des DWBA-Programms VENUS ²⁷⁾ analysiert. Zur Berechnung der gestörten Wellenfunktion werden in diesem Programm Potentiale mit Woods-Saxon-Form verwendet.

$$U = \frac{-V}{1+\exp(x_i)} + 4iW_D \frac{d}{dx_D} \frac{1}{1+\exp(x_D)} +$$

$$+ \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ 1 + \exp[(r-r_{SO}A^{1/3})/a_{SO}] \right\}^{-1}$$

$$X_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i \quad \text{mit } i = 0 \text{ oder } D$$

$$R_0 = r_0 A^{1/3} = \text{Kernradius}$$

$$a = \text{Diffuseness}$$

$$V = \text{Tiefe des reellen Potentials}$$

$$W_D = \text{Tiefe des imaginären Oberflächenpotentials}$$

$$V_{SO} = \text{Tiefe des Spin-Bahn-Potentials}$$

Tabelle A 1

Optische Modellparameter für $^{24}\text{Mg}(d,p_1)^{25}\text{Mg}$

	V	r	a	W_D	r_D	a_D	V_{SO}	r_{SO}	a_{SO}
I	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	0	-
II	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	6.91	1.30
III	d	86.02	1.077	0.704	9.12	1.46	0.76	6.59	1.33
	p	45.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	6.91	1.30
IV	d	183.86	0.909	0.72	14.8	1.37	0.75	0	-
	p	50.0	1.22	0.60	8.75	1.30	0.64	6.91	1.30
									0.60

Tabelle A 2

Optische Modellparameter für $^{24}\text{Mg}(d,p_2)^{25}\text{Mg}$

	V	r	a	w_D	r_D	a_D	V_{so}	r_{so}	a_{so}
I	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	42.0	1.22	0.60	5.1	1.27	0.64	0	-
II	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	42.0	1.22	0.60	5.1	1.27	0.64	5.81	0.60
III	d	86.02	1.077	0.704	9.12	1.46	0.76	6.58	0.46
	p	37.0	1.15	0.60	5.10	1.27	0.64	6.91	0.60
IV	d	183.86	0.91	0.72	14.8	1.37	0.75	0	-
	p	42.0	1.22	0.60	7.50	1.27	0.64	5.81	0.60

Tabelle A 3

Optische Modellparameter für $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$

	V	r	a	W_D	r_D	a_D	V_{so}	r_{so}	a_{so}
I	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.37	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	0	-
II	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	1.30	0.60
III	d	86.02	1.077	0.704	9.12	1.46	0.76	1.33	0.46
	p	45.0	1.15	0.60	6.35	1.27	0.64	1.30	0.60
IV	d	183.86	0.91	0.72	14.8	1.37	0.75	0	-
	p	50.0	1.22	0.60	8.75	1.27	0.64	1.30	0.60

Tabelle A 4

Optische Modellparameter für $^{24}\text{Mg}(d, p_5) ^{25}\text{Mg}$

	V	r	a	w_D	r_D	a_D	v_{so}	r_{so}	a_{so}
I	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	52.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	0	-
II	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	52.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	7.19	0.60
III	d	86.02	1.077	0.704	9.12	1.46	0.76	6.59	0.46
	p	47.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	7.19	0.60
IV	d	183.86	0.91	0.719	14.8	1.37	0.75	0	-
	p	52.0	1.22	0.60	8.75	1.30	0.64	6.91	0.60

Tabelle A 5

Optische Modellparameter für $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$

	V	r	a	w_D	r_D	a_D	V_{so}	r_{so}	a_{so}
I	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	0	-
II	d	107.2	1.37	0.52	19.1	1.10	0.87	0	-
	p	50.0	1.30	0.60	6.35	1.27	0.64	6.91	1.30
III	d	86.02	1.077	0.704	9.12	1.46	0.76	6.58	1.33
	p	45.0	1.15	0.60	6.35	1.27	0.64	6.91	1.33
IV	d	183.86	0.91	0.72	14.8	1.37	0.75	0	-
	p	50.0	1.22	0.60	8.75	1.27	0.64	6.91	1.30

Literaturverzeichnis

- 1) A.E. Litherland und A.J. Ferguson
Can. J. Phys. (1961) 788
- 2) J.A. Kuehner, E. Almquist und D.A. Bromley
Nucl. Phys. 19 (1960) 614
- 3) J.P. Martin, K.S. Quisenberry und C.A. Low
Phys. Rev. 120 (1960) 492
- 4) A. Adams und J.M. Calvert
Nucl. Phys. A 157 (1970) 273
- 5) R. Middleton und S. Hinds
Nucl. Phys. 34 (1962) 404
- 6) B. Cujec
Phys. Rev. 136 B (1964) 1305
- 7) R.S. Mackintosh
Nucl. Phys. A 170 (1971) 353
- 8) H. Schulz, H.J. Wiebicke, R. Fülle, D. Netzband
und K. Schlott
Nucl. Phys. A 159 (1970) 324
- 9) P.J. Iano, S.K. Penny und R.M. Drisko
Nucl. Phys. A 127 (1969) 47
- 10) B. Braunschweig, T. Tamura und T. Udagawa
Phys. Lett. 35 B (1971) 273
- 11) U. Scheib, Diplomarbeit, Erlangen 1972
U. Scheib, A. Hofmann, G. Philipp und F. Vogler
Nucl. Phys. zur Veröffentlichung eingereicht
- 12) J.F. Sharpey-Schafer, R.W. Ollerhead, A.J. Ferguson
und A.E. Litherland
Can. J. Phys. 46 (1968) 2039
G.J. Mc Callum und D. Sowerby
Phys. Lett. 25 B (1967) 109
- 13) W.D. Emmerich, A. Hofmann, G. Philipp, K. Thomas,
F. Vogler, A. Dittner und J.W. Klein
Nucl. Instr. Meth. 88 (1970) 327
Nucl. Instr. Meth. 93 (1971) 397
F. Vogler, A. Hofmann, G. Philipp und K. Thomas
Nucl. Instr. Meth. 101 (1972) 167

- 14) G. Kroner
Diplomarbeit, Erlangen 1970
- 15) W.D. Emmerich, A. Hofmann und R. Stock
Nucl. Instr. Meth. 69 (1969) 225
- 16) M.R. Maier und P. Sperr
Nucl. Instr. Meth. 87 (1970) 13
- 17) A. Hofmann, G. Philipp, K. Thomas und F. Vogler
Nucl. Instr. Meth. 101 (1972) 467
- 18) P. Elzer
Diplomarbeit, Erlangen 1968
- 19) G. Hartmann
Jahresbericht des Physikalischen Instituts der
Universität Erlangen-Nürnberg 1967/1968 S.95
- 20) H.J. Rose und D.M. Brink
Rev. Mod. Phys. 39 (1967) 306
- 21) F. Rybicki, T. Tamura und G.R. Satchler
Nucl. Phys. A 167 (1970) 659
- 22) G.R. Satchler,
Lectures in theoretical physics, VIII-C (University of
Colorado Press, Boulder, 1966)
- 23) N.K. Glendenning
Ann. Rev. Nucl. Sci., Vol. 13 S. 191 ff
N. Austern
Direct nuclear reaction theories
(J. Wiley and Sons, New York, 1970)
- 24) T. Tamura
Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 679 ff
T. Tamura
Ann. Rev. Nucl. Sci., Vol 19 (1969) 99 ff
- 25) L.L. Lee, Jr. und J.P. Schiffer
Phys. Rev. 136 B (1964) 405
L.L. Lee, Jr. und J.P. Schiffer
Phys. Rev. 154 (1967) 1097
- 26) T.J. Yule und W. Haeberli
Nucl. Phys. A 117 (1968) 1
H.H. Cuno, G. Clausnitzer und R. Fleischmann
Nucl. Phys. A 139 (1969) 657

- 27) T. Tamura, W.R. Coker und F. Rybicki
Comp. Phys. Comm. 2 (1971) 94
- 28) G.R. Satchler und W. Tobocman
Phys. Rev. 118 (1960) 1566
- 29) W.W. Eidson, J.G. Cramer, Jr., D.E. Blatchley
und R.D. Bent
Nucl. Phys. 55 (1964) 613
- 30) N. Baron, R.F. Leonhard und W.M. Stewart
Phys. Rev. C 4 (1971) 1159
- 31) H. Wilsch und G. Heil
Private Mitteilung
- 32) K. Hosono
Journ. Phys. Soc. Jap. 25 (1968) 36
- 33) S.K. Penny und G.R. Satchler
Nucl. Phys. 53 (1964) 154
- 34) A. Hofmann und F. Vogler
Nuovo Cim Lett 2 (1971) 133
- 35) R.C. Brown, I. Govil, J.A.R. Griffith, G. Hudson,
O. Karban und S. Roman
Nucl. Phys. A 185 (1972) 49
- 36) E. Vogt
Advances in Nuclear Physics, Vol. 1
M. Baranger and E. Vogt,
Plenum, New York, 1968
- 37) A.E. Litherland und A.J. Ferguson
Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 5 (1960) 45
- 38) H. von Geramb und K.A. Amos
Nucl. Phys. A 163 (1971) 337

Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Hofmann gilt mein ganz besonderer Dank dafür, daß er mich jederzeit durch klärende Diskussionen unterstützte und für sein großes Engagement bei der Durchführung der Messungen.

Den übrigen Mitgliedern der "Gruppe Hofmann" danke ich sehr für ihre kameradschaftliche Hilfe:

Mit Herrn Hans Wagner führte ich viele Diskussionen über theoretische Fragen.

Herr Michael Berg trug als Programmierexperte zum Fortgang dieser Arbeit bei.

Die Herren Dr. Gunther Philipp, Dr. Klaus Thomas, Ulrich Scheib und Bernd Schneck unterstützten mich mit Rat und Tat.

Herrn M. Mörike, Universität Tübingen, danke ich für die Überlassung von Rechenzeit an der Rechenanlage CDC 6600.

Herr Dr. T. Tamura, Austin, und Herr Dr. H.J. Wiebicke, Dubna, führten freundlicherweise CCBA-Rechnungen der $l = 4$ -Übergänge durch.

Meiner Frau danke ich für das sorgfältige und geduldige Schreiben des Manuskripts.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft gefördert.

Lebenslauf

Friedrich V o g l e r

geb.am: 28. August 1943

in Kronach/Ofr.

Eltern: Bundesbahninspektor Ludwig Vogler und
Ehefrau Karoline, geb. Klein

Familienstand: verheiratet seit 4.12.1970
mit Anni Vogler, geb. Hanselmann

Schulen: 1949 - 1953 Volksschule Nürnberg
1953 - 1962 Neues Gymnasium Nürnberg
18.7.1962 Reifeprüfung
1962 - 1969 Studium der Physik an der
Universität Erlangen-Nürnberg

Prüfungen: 9.11.1965 Diplom-Vorprüfung in Physik
22.11.1969 Diplom-Hauptprüfung in Physik

Stellungen: 1.12.1969 - 31.5.1971 wissenschaftliche
Hilfskraft
seit 1.6.1971 wissenschaftlicher Angestellter
der Universität Erlangen-Nürnberg

